www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

15e JAARGANG No. 4, blz. 105-136 APRIL 1953

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

ONVOLMAAKTHEDEN VAN DE STOF

door G. W. RATHENAU *). 548.7

*Een belangrijke etappe bij het doorgronden van een gebied der physica wordt bereikt zodra men zich in staat acht te onderscheiden tussen verschijnselen, eigen aan het onderzoekingsobject in ideale toestand, en andere, die te wijten zijn aan storingen of onvolmaaktheden van deze toestand. Het is misschien goed, zich te realiseren dat de kenschetsing als „ideaal" of „volmaakt" ons daarbij ingegeven wordt door een behoefte aan eenvoud, die naar het blijkt door de natuur allerminst wordt gedeeld. Men zou dit ook zo kunnen formuleren dat het minimumprincipe van de menselijke geest een ander is dan dat waarnaar de natuur haar processen regelt. De rede uitgesproken door Prof. Dr. G. W. Rathenau op 16 Maart 1953 bij de aanvaarding van het ambt van hoogleraar aan de Universiteit van Amsterdam, brengt deze gedachte tot uitdrukking en werkt haar voor het speciale gebied van de structuur van de vaste stof op levendige wijze nader uit. De hoofdzakelijke inhoud van deze intreerede, aangevuld door illustraties en een bibliografie, wordt, met vriendelijke toestemming en medewerking van Prof. Rathenau, in het onderstaande artikel weergegeven **).*

Inleiding

De vaste stof speelt in het menselijk leven een uitzonderlijk belangrijke rol. De werktuigen, die men heeft ontwikkeld, bestaan voor het merendeel uit vaste stoffen en de afgelopen tijdperken der menselijke ontwikkeling dragen de namen van vaste materie. Het is een vraag, met welke naam het nageslacht dit tijdperk zal verbinden, dat de krant van vandaag de ongelukkige naam van atoomtijdperk geeft. Maar het is zeker, dat het ontsluiten der kern-energie voor een belangrijk deel zijn technische en maatschappelijke betekenis zou kunnen ontlenen aan het feit dat nieuwe brandstoffen ter beschikking staan voor het doen bewegen van werktuigen.

Wat ons zelf betreft, ons eigen wezen heeft de kenmerken van de vaste stof, al bewegen zich de opvattingen over de belangrijkheid daarvan tussen de uitersten van Epictetus, die de mens als een ziel ziet, belast door het lichaam, en Nietzsche's uitspraak: „Leib bin ich ganz und gar, und nichts ausserdem; und Seele ist nur ein Wort für ein Etwas am Leibe".

Eerst honderd jaar geleden leerde Bravais de vaste kristallijne stof beschouwen als te zijn samengesteld uit atomaire deeltjes, die op regelmatige afstanden van elkaar in een periodiek ruimtelijk rooster zijn gerangschikt. En pas in het jaar 1912 hebben de proeven van Von Laue en medewerkers deze opvatting in hoofdzaak schitterend bevestigd.

De laatste veertig jaar hebben getoond dat de toepassing der theorie, in het bijzonder der quantumtheorie, op het model van het periodieke rooster de mogelijkheid geeft vele eigenschappen van vaste stoffen in principe te verklaren. Aan de andere kant hebben wiskundige moeilijkheden en het ontbreken van correcte physische voorstellingen er toe geleid dat het model van het periodieke rooster vooralsnog niet voldoende is uitgewerkt om op bevredigende wijze rekenschap te geven van belangrijke eigenschappen als de supergeleiding en de magnetische verzadiging van metalen.

Het mag verwondering wekken dat het onderzoek van vaste stoffen — niet alleen het experimentele, maar ook het theoretische — de laatste jaren vaak de onvolmaaktheden van het periodieke rooster van vaste stoffen tot onderwerp heeft, hoewel, zoals zoëven aangeduid, het model van het volmaakte periodieke rooster verdere uitwerking van node

*) Hoogleraar aan de Universiteit van Amsterdam; voordien verbonden aan het Philips-laboratorium te Eindhoven.
**) De intreerede is uitgegeven door de N.V. Noord-Hollandsche Uitg. Mij., Amsterdam.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

heeft. De verklaring voor deze ogenschijnlijk onlogische ontwikkeling is daarin te zoeken dat de meestal zeer kleine afwijkingen van de periodiciteit voor vele eigenschappen van de vaste stof van beslissende invloed zijn. De situatie herinnert aan die van een klinkerweg waarin om de duizend klinkers wat stenen ontbreken. Terwijl uit een vliegtuig gezien de weg duidelijk als zodanig te herkennen is, zal een automobilist niet geloven dat het een goede benadering is van een weg te spreken. Immers, de berijdbaarheid wordt juist door het ontbreken of aanwezig zijn der fouten bepaald.

De woorden „periodiciteitsafwijking" en „roosterfout" schijnen een ongunstig waarde-oordeel in te houden, niet alleen betreffende de vaste stoffen waarbij hiervan sprake is, maar ook voor de gehele tak van onderzoek. Met een dergelijk waarde-oordeel moet men echter voorzichtig zijn. In de geschiedenis der natuurkunde is het niet zelden voorgekomen dat bij het experiment gevonden afwijkingen van eigenschappen die voor een bepaald model berekend waren, de wegwijzers bleken te zijn naar theoretisch en technisch belangrijke ontwikkelingen. Bovendien is op het ogenblik dat dergelijke fouten onontkoombaar blijken te zijn en dus in het normale taalgebruik niet „fout" maar „regel" moesten heten, het onderzoek hiernaar gelegitimeerd. Inderdaad heeft men, vooral in de laatste jaren, kunnen aantonen dat roosterfouten van verschillende aard onvermijdelijk zijn.

Rol der entropie bij het ontstaan van roosterfouten

Het is een feit dat voor de vorming van iedere roosterfout in een kristallijn systeem een toevoer van inwendige energie nodig is. Toch zijn twee algemene oorzaken aan te wijzen voor de onvermijdbaarheid van deze fouten. De eerste oorzaak houdt verband met een zeer algemene stelling. Deze zegt dat met toenemende temperatuur de macroscopisch waarneembare toestand van een atomair systeem minder en minder bepaald wordt door de eis van kleinste inwendige energie en meer door de eis van een groot aantal realiseringsmogelijkheden.

Wat vager gezegd: de natuur streeft bij hoge temperatuur niet naar orde maar naar wanorde. Daarom juist gaan ordelijke kristallen bij hogere temperatuur in vloeistof- en gastoestand over, waarin de atomen minder goed gerangschikt zijn. De bij verhoging der temperatuur stabiele roosterfouten doen de vaste toestand al een beetje lijken op de gesmolten en gasvormige phase. De toestand die ik met „wanorde" bedoel, zou men statistisch bekeken eigenlijk „orde" kunnen noemen, zoals het te verdedigen valt dat een onopgeruimd bureau van een hoger standpunt uit gezien ordelijker is dan een waarop alle papieren op één stapel zijn geconcentreerd.

Stel dat wij een kristal hebben, bestaande uit atomen van slechts één soort. Daar gelijksoortige atomen als ononderscheidbaar beschouwd mogen worden, is er slechts één realiseringsmogelijkheid voor deze toestand. Dit wordt heel anders wanneer wij bij voorbeeld één atoom van een andere soort invoegen. Eén en dezelfde toestand macroscopisch beschouwd, nl. een kristal met ergens een vreemd atoom, kan nu op zóveel wijzen gerealiseerd worden als er in het kristal mogelijke plaatsen zijn voor dit vreemde atoom. Wat voor een verontreiniging geldt, geldt mutatis mutandis voor atomaire gaten in een kristal en voor alle andere locale afwijkingen van de regelmaat.

Vele vaste stoffen ontstaan bij zó hoge temperaturen dat het als entropie gegeven aantal realiseringsmogelijkheden van de toestand essentieel in het geding komt. Het is niet onwaarschijnlijk dat een voortschrijdende techniek voor speciale toepassingen zal trachten bereidingswijzen bij lage temperaturen te ontwikkelen van vaste stoffen die nú bij hogere temperaturen worden gevormd. Vaak is het tegenwoordig echter zó, dat men de door de entropie gegeven grens der chemische zuiverheid nog lang niet benaderd heeft. In drie dimensies mag het voor de klinkerweg gegeven voorbeeld — een verontreiniging op 1000 atoomafstanden verwijderd — een toonbeeld van volmaaktheid genoemd worden.

Physische roosterfouten in wisselwerking met afwijkingen van de stoechiometrie

Het is een ongeoorloofde vereenvoudiging bij deze soort van beschouwingen, afwijkingen van de correcte chemische samenstelling, de zogenaamde afwijkingen van de stoechiometrie, en physische afwijkingen van de regelmaat, zoals lacunes in het rooster, als onafhankelijk van elkaar te willen zien. Vaak kan de inwendige energie van het kristal verkleind worden door naast een chemische fout een physische fout te laten ontstaan. Een bekend voorbeeld gaven Bradley en medewerkers [1]) in de geordende nikkel-aluminiumverbinding NiAl met een overschot aan aluminium. Het is energetisch voordeliger op het aan de nikkelatomen toebehorende deel van het rooster twee plaatsen leeg te laten, dan een groot aluminiumatoom in de knel te brengen op een aan het kleine nikkelatoom behorende roosterplaats. Hetzelfde argument verklaart waarom in ionenroosters, zoals dat van ferro-oxyde FeO, een zuurstofovermaat verkregen wordt door de vorming van gaten op de plaatsen der ijzerionen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Dit laatste voorbeeld toont tevens dat het invoeren van extra zuurstof nog meer consequenties kan hebben dan het ontstaan van physische fouten, in de vorm van lege plaatsen in het ijzerionenrooster. Immers, het is energetisch het voordeligst het kristal als geheel electrisch neutraal te maken. Dit kan gebeuren door de vorming van driewaardige ijzerionen als additionele roosterfouten. Eén soort van roosterstoring heeft dus een hele rattestaart van andere storingen tot gevolg. Hoe de situatie op atomaire schaal in ionenkristallen ligt wanneer deze meer ingewikkelde fouten zoals dislocaties bevatten, zal uit het onderzoek der volgende jaren moeten blijken. Dat men door het opzettelijk inbouwen van geschikte chemische toevoegingen in ionenroosters de valentie van de meespelende ionen kan regelen, hebben Verwey en medewerkers [2]) laten zien. Men kan zo het electrische geleidingsvermogen en de diffusiesnelheid in vaste toestand, dus de reactiviteit, beheersen. Het betreft hier vooral technisch uitermate belangrijke problemen, die door het werk van o.a. Wagner [3]), Mott [4]) en Shockley [5]) tot een voorlopige oplossing zijn gekomen.

In het voorafgaande was er sprake van, dat een chemische afwijking van de regelmaat een physische afwijking tot gevolg had. Dit is een extreem geval van wisselwerking. Veel algemener is het geval dat physische en chemische roosterstoringen die al aanwezig zijn elkaar aantrekken of afstoten. Voorbeelden hiervoor vindt men in het werk dat voortgekomen is uit Snoek's onderzoekingen over interstitiële oplossingen [6]); kleine atomen bezetten dan tussenroosterplaatsen in uit grotere atomen opgebouwde kristallen. Het is gebleken dat deze kleine atomen naar die plaatsen wandelen waar zich een physische roosterstoring bevindt die hun meer ruimte biedt. Wordt het kristal elastisch gerekt, dan ordenen zij zich min of meer in de richting van de rek (*fig. 1*). Veroorzaakt men door plastische vervorming additionele, blijvende roosterstoringen, dan worden de interstitieel opgeloste atomen hierin gevangen, zoals door Dijkstra [7]) is aangetoond. Men kan dus het materiaal plaatselijk zuiveren door de verontreinigingen elders op te hopen.

Het spreekt vanzelf dat het onderzoek op dit nieuw ontgonnen gebied, o.a. aangevat door Zener [8]), Cottrell [9]) en Fast [10]), niet als afgesloten mag worden beschouwd. Het valt moeilijk te geloven dat de plaatsing der opgeloste atomen alleen bepaald wordt door de ruimte die hun ter beschikking staat. Het is zelfs nog helemaal niet zeker in welke ionisatietoestand zich deze interstitieel opgeloste atomen bevinden en of deze ionisatietoestand niet op zijn beurt afhangt van de structuur der omgeving. Wellicht kunnen hier van gevoelige meetmethodes nieuwe gegevens verwacht worden.

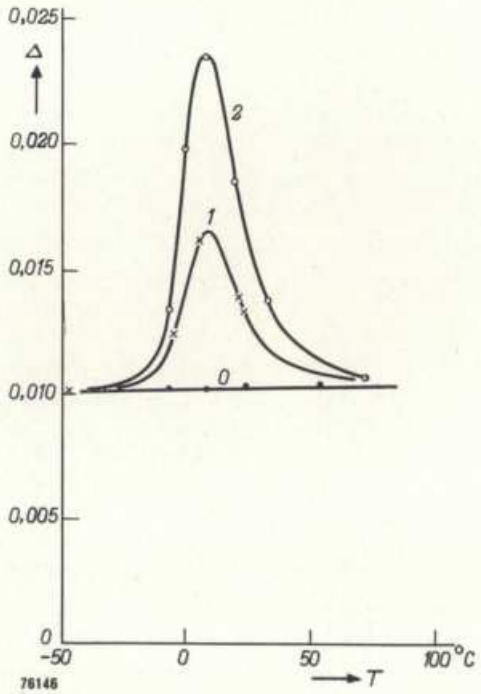


Fig. 1. Demping Δ van torsietrilllingen in ijzer als functie van de temperatuur T. De demping is te wijten aan het verspringen van opgeloste stikstofatomen naar die plaatsen die hun de meeste ruimte bieden. Deze atomen ordenen zich zodoende min of meer in de richting van de rek, met een zekere relaxatietijd. Is de trillingstijd gelijk aan 2π maal deze relaxatietijd, dan wordt er relatief veel energie aan de trilling onttrokken en als warmte gedissipeerd, men vindt dus een dempingspiek.
0: ophangdraad van zuiver ijzer,
1: ophangdraad met daarin opgeloste stikstof,
2: als *1*, maar met een grotere hoeveelheid opgeloste stikstof.
(Ontleend aan: J. L. Snoek, Physica **8**, 711-733, 1941.)

Versnelling van structuurveranderingen door roosterfouten

Als eerste reden voor de onvermijdelijkheid van roosterstoringen hebben wij de door hen veroorzaakte entropie-winst gezien. Indien het kristal zich op hoge temperatuur bevindt, zal door het optreden van een storing wèl de inwendige energie stijgen, maar de voor het werkelijke gebeuren beslissende vrije energie zal dalen.

Als tweede reden kan men zeer algemeen aangeven de bereidheid van de natuur om bij structuurveranderingen een weg te kiezen die niet onmiddellijk tot de grootste winst in vrije energie leidt. De natuur volgt de snelste weg die met een daling der vrije energie van het gehele systeem overeenkomt. Deze snelheid wordt bij structuurveranderingen waarbij vaste stoffen betrokken zijn, vaak ten koste van de volmaaktheid van het periodieke rooster bereikt. U staat mij wel toe te zeggen dat de natuur zich gedraagt als een fabrikante van massa-artikelen, die liefst snel verkoopt met kleine winst.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Kristalgroei uit oplossingen; kiemvorming als remmende factor

Frank en medewerkers [11]) hebben zich theoretisch met de groei van kristallen, vooral uit oververzadigde oplossingen, beziggehouden. Hun onderzoekingen zijn van groot belang, omdat de behandeling doorzichtig is en de experimentele bevestiging daarvan ondubbelzinnig. Stel dat men een kristal met volmaakte begrenzingsvlakken in een slechts matig oververzadigde oplossing heeft. De eerste atomen die door adsorptie op zo'n volmaakt kristalvlak het begin van een atoomlaag, parallel aan het oorvoorstellen. Bezit een kristal een dergelijke, hier heel ruw geschetste, schroefdislocatie, dan kan het in de richting van de schroefas verder groeien zonder een kiemvorming voor het aanleggen van nieuwe vlakken nodig te hebben (*fig. 2*).

Vereist is dus een dislocatie waarbij de Burgersvector, die de roosterfout karakteriseert (zo genoemd naar J. M. Burgers, die baanbrekend werk over dislocaties heeft verricht), een component in de richting van de normaal van het roostervlak bezit. Ontbreekt zulk een dislocatie, dan staat de groei vrijwel stil.

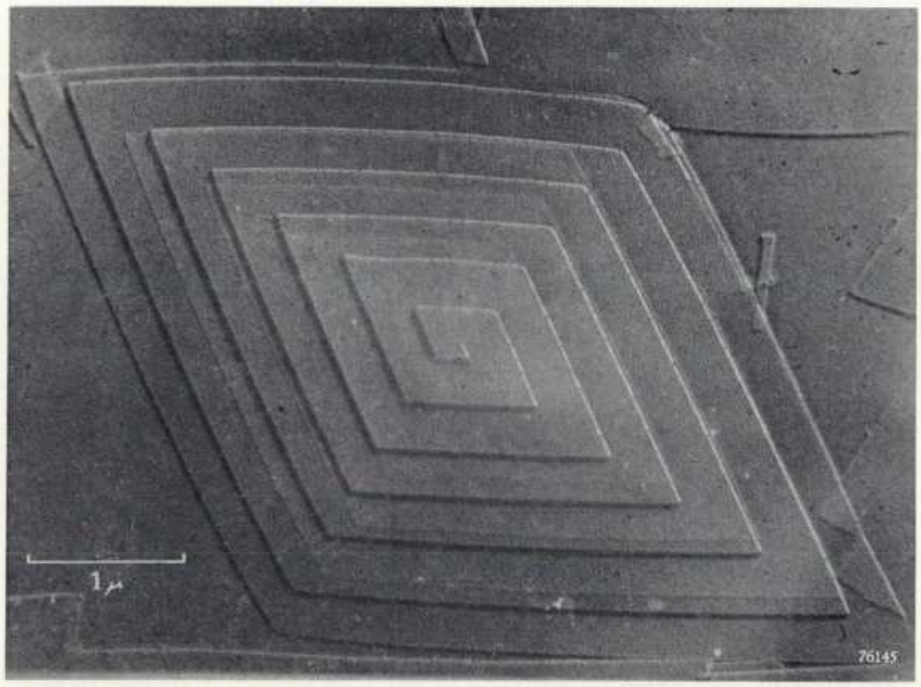


Fig. 2. Groei van een eenkristal van n-hectaan in de richting van de as van een schroefdislocatie. De opname is gemaakt met het electronenmicroscoop, het praeparaat was geschaduwd met palladium. (Ontleend aan I. M. Dawson, Proc. Roy. Soc. A **214**, 72-79, 1952 (No. 1116).)

spronkelijke vlak, zouden kunnen vormen, hebben een zeer grote kans weer in oplossing te gaan. Immers, de verdampingsdruk van de gevormde kiem is zeer groot zolang hij in verhouding tot zijn oppervlak nog slechts weinig volume heeft. Is er eenmaal bij toeval een kiem van tenminste een kritische grootte gevormd, wat dus heel onwaarschijnlijk is, dan kan die snel uitgroeien en men heeft weer een volmaakt oppervlak, dat eindeloos kan wachten op een nieuwe geadsorbeerde kiem van kritische grootte. In het gegeven voorbeeld is de herhaalde kiemvorming het proces dat de snelheid der reactie bepaalt. Ze kan vermeden worden wanneer men het kristal in principe opbouwt uit één enkel vlak, zoals de verschillende windingen van een schroef of een wenteltrap ook gezamenlijk één enkel vlak

De periodiciteitsfouten zijn in het beschouwde geval dus essentieel voor de groei. Wie de experimenteel gevonden groeispiralen, waarvan er voor verschillende stoffen haast dagelijks nieuwe voorbeelden worden gegeven, met de berekende vormen vergelijkt, twijfelt niet aan de juistheid van deze beschouwingen. Als de afstand tussen twee opeenvolgende windingen langs de as groot is, wat een gevolg kan zijn van het bestaan van een grote, niet al te regelmatig opgebouwde eenheidscel van de structuur, dan kan men bovendien verwachten dat de elastisch meest verspannen ruimte om de as van de schroef wordt uitgespaard, dus niet met atomen is gevuld [12]). Tot nu toe vond men experimenteel voor dit verschijnsel slechts voorbeelden uit de anorganische natuur. Men zou zich eigenlijk moeten ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bazen wanneer de levende natuur voor de vorming van zeer fijne capillairen niet ergens van deze mogelijkheid had gebruikt gemaakt.

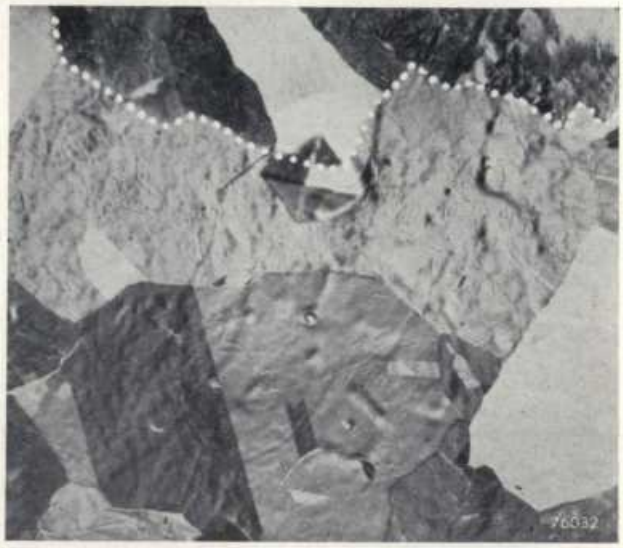
Iemand zou kunnen vragen, waaraan de schroefdislocatie, die het kristal doet groeien, haar ontstaan dankt. Zeer waarschijnlijk vormt zich deze physische fout wederom vaak als gevolg van variaties in de chemische samenstelling, zodat men ook hier geneigd is te zeggen: een ongeluk komt nooit alleen.

Ik zou niet de indruk willen wekken dat de theorie van Frank in staat is meer dan een klein deel van de verschijnselen van kristalgroei uit de vloeibare phase te verklaren. Laat ik er mee volstaan te vermelden dat het op dit ogenblik nog niet duidelijk is hoe men de woorden „oververzadiging van de oplossing" en „volmaakt begrenzingsvlak" voor het geval van kristalgroei uit de smelt zou moeten vertalen. Het is niet onwaarschijnlijk dat de bij diffractie-onderzoek gebleken onvolmaaktheid van kristallen uit de smelt voor een deel eveneens onvermijdbaar is.

Ontmenging; diffusie als remmende factor

In het geval van de kristalgroei uit oververzadigde oplossingen, waarover wij zoëven hebben gesproken, was de kiemvorming de remmende factor. Het

a



b

c

d

Fig. 3. Afscheiding van perliet bij afkoeling van een ijzer-koolstoflegering van hoge temperaturen. Het perliet wordt gevormd in kolonies van kleine lamellen. Men ziet het voortschrijden van de, met witte stippen aangegeven, grens van de perlietvorming in de foto's *a* tot *d*. De opnamen zijn gemaakt met een emissie-electronenmicroscoop dat te Eindhoven is ontwikkeld (vgl. G. W. Rathenau en G. Baas, Physica **17**, 117-128, 1951). Vergroting 500 maal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kristal wachtte op het ontstaan van roosterfouten om zonder herhaalde kiemvorming, dus snel, te kunnen groeien. Bij andere transformaties van vaste stoffen zijn er remmende factoren ook van andere aard. Een typisch voorbeeld bieden ijzer-koolstoflegeringen, die bij hoge temperatuur homogene kristallen vormen. Bij betrekkelijk lage temperaturen moeten deze — wil er evenwicht zijn — ontleden in twee kristalsoorten, die van de oorspronkelijke kristalsoort en ook onderling sterk verschillen wat de structuur en de koolstofconcentratie betreft.

Het is hier de diffusie van koolstof die de snelheid van de omzetting bepaalt. Koolstof komt nl. practisch slechts in één van de eindphasen voor. Om de snelheid van de reactie te vergroten, verkleint de natuur de weg waarover de diffusie plaats moet hebben, door nl. de twee nieuw te vormen kristalsoorten zich als fijne lamelletjes om en om te doen afscheiden (*fig. 3*). Aan de grens tussen twee lamellen van verschillende soort treden in beide kristallen roosterstoringen op, eenvoudig doordat de twee roosters van verschillende soort niet op elkaar passen. Er moet bij de omzetting dus een gedeelte der ter beschikking staande vrije energie omgezet worden in grensvlakenergie.

Volgens een schatting van Zener [13]), die deze soort van transformaties theoretisch heeft onderzocht, wordt ter verkrijging van de grootste reactiesnelheid de helft der bij de omzetting vrijkomende energie als grensvlakenergie vastgelegd. Hoe lager de temperatuur is waarbij de omzetting geschiedt, des te kleiner is de diffusiesnelheid, maar des te meer vrije energie is beschikbaar voor het vormen van meer grensvlakken. Er treedt dus een fijnere spatiering der lamellen op, die experimenteel sinds lang is waargenomen. Een door de grensvlakenergie en de omzettingswarmte gegeven theoretisch minimum van de lamellenafstand heeft een waarde van om en nabij de 200 Å.

Al zijn de voornaamste factoren bekend, de bij staal plaatshebbende omzettingen behoeven nog veel verdere studie. Men weet bijv. nog niet òf en wanneer er een orientatiebetrekking bestaat tussen de roosters der twee in lamellenvorm groeiende kristalsoorten, waarover zoëven gesproken is.

Ontmenging; diverse remmende factoren

Was bij de eerstgenoemde klasse van stoffen de kiemvorming de remmende factor en in het tweede voorbeeld de diffusie, men kan vermoeden dat vaak een en dezelfde stof in verschillende temperatuurgebieden reactie-remmende invloeden van verschillende soort ondergaat. De natuur zal deze dan ook door verschillende listen onschadelijk zien te maken.

De aan een bepaald element in vaste phase oververzadigde kristallen, die o.a. door Guinier [14]) en Köster [15]) zijn onderzocht, leveren hiervan sprekende voorbeelden. Beneden een bepaalde temperatuur is de vaste oplossing niet meer stabiel. Even onder deze overgangstemperatuur staat echter nog zo weinig vrije energie ter beschikking dat de voor de vorming van een kiem noodzakelijke oppervlakte-energie niet opgebracht kan worden. Kiemen ontstaan in dit temperatuurgebied als ware klaplopers bij reeds aanwezige roosterfouten, die de oppervlakte-energie verlagen en daardoor een snellere afloop van het proces mogelijk maken. Het spreekt vanzelf dat de roosterfouten hierdoor voor goed worden gefixeerd. Bij temperaturen die ver onder de overgangstemperatuur liggen, staat meer vrije energie ter beschikking om de oververzadiging op te heffen. Maar nu vergt de diffusie zeer veel tijd, zodat de afscheiding uit de oververzadigde oplossing sterk gedecentraliseerd gaat gebeuren onder verbruik van veel energie voor het vormen van roosterstoringen. Hoe men zich dit atomair moet voorstellen, kan men op dit ogenblik alleen maar gissen. Een experimentele aanwijzing is o.a. dat in dit temperatuurgebied de afscheiding reversibel schijnt plaats te hebben. Een temperatuursverhoging leidt tot oplossing.

Bij heel lage temperaturen ten slotte is de diffusiesnelheid zo klein geworden dat zelfs concentratieverschillen op zeer kleine afstand zeer veel tijd tot vorming zouden vragen. De omzetting gebeurt dan als een klapreactie, waarbij het gehele rooster onder behoud van de samenstelling in een andere structuur overgaat, die weliswaar niet stabiel is, maar stabieler dan de oorspronkelijke in de oververzadigde toestand. De afstands- en hoekveranderingen die met de klapreactie gepaard gaan, leiden tot enorme storingen van het rooster en energie-ophopingen in deze storingen. Het is misschien goed er op te wijzen dat de verklaring der orientatiebetrekkingen tussen het verdwijnende en het zich vormende rooster uit een atomair beeld nog zeer gebrekkig is.

Rekristallisatie

Bij de groei van kristallen in de homogene vaste phase is het schering en inslag dat energie voor de vorming van roosterfouten wordt verbruikt om het verdwijnende rooster zo vlug mogelijk te verwijderen. Men weet, dat na blijvende vervorming van metalen de door de vervorming teweeggebrachte roosterstoringen zich bij temperatuursverhoging rangschikken op gesloten vlakken, die de grens vormen tussen onvervormde, submicroscopische gebiedjes met een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zeer kleine desorientatie der roosters ten opzichte van elkaar. De verschijnselen van herstel en rekristallisatie, waarover W. G. Burgers en medewerkers [16]) belangrijk werk hebben verricht, berusten blijkbaar op niets anders dan het uitgroeien dezer gebiedjes tot grotere complexen.

Smith [17]) heeft er al sinds jaren met nadruk op gewezen dat de drijvende kracht bij de groei van kristallen in de homogene vaste phase de grensvlakspanning is, net zoals dit het geval is bij de groei in een systeem van zeepbellen. Hieruit volgt dat kleine kristallen het in het algemeen afleggen tegen grote, maar dat kristallen van slechts kleine desorientatie der roosters weinig neiging zullen vertonen elkaar te absorberen. Immers, de grensvlakspanning is klein wanneer de desorientatiehoek nul nadert (*fig. 4*),

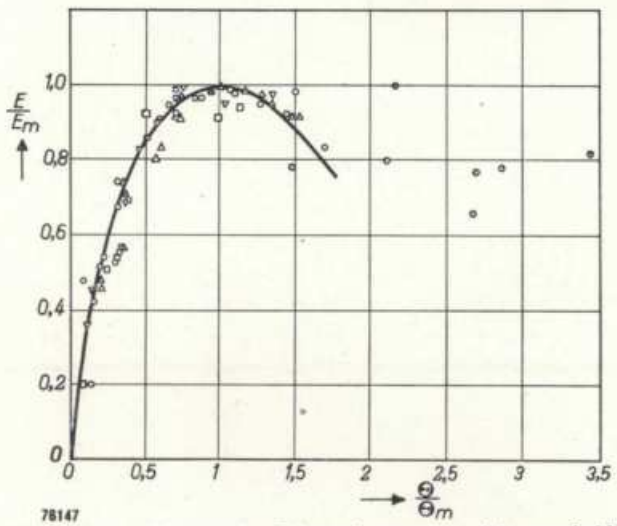


Fig. 4. Grensvlakspanning E (energie per oppervlakte-eenheid) van twee kristallen die een hoek Θ ten opzichte van elkaar gedesorienteerd zijn. Is Θ_m de hoek waarbij E maximaal wordt ($= E_m$), dan blijkt E/E_m met vrij goede benadering een universele functie van Θ/Θ_m te zijn. De verschillende soorten meetpunten gelden voor drie verschillende metalen. (Volgens W. Shockley, L'Etat solide, Inst. Internat. de Phys. Solvay, Brussel 1951, blz. 447.)

wat plausibel is en quantitatief volgt uit de berekeningen van Read en Shockley [18]) en anderen en de daarmee overeenstemmende proeven van Chalmers, Dunn en anderen. Het feit dat ongeveer gelijk georienteerde kristallen niet in staat zijn vlug met elkaar te reageren, maakt dat zij onafhankelijk van elkaar kunnen uitgroeien en dat roosterstoringen aan de gemeenschappelijke grens — al zijn zij per vierkante cm niet talrijk — permanent worden.

Ordening

Ten slotte mogen wij niet voorbijgaan aan het verschijnsel van ordening in systemen die meer dan één soort atomen, bij voorbeeld twee, bevatten. Beneden een zogenaamde overgangstemperatuur wordt een toestand benaderd waarbij elk atoom zich op regelmatige wijze omgeeft met zoveel mogelijk atomen van de andere soort. De theorie der ordewanordeovergangen heeft in de laatste jaren grote vooruitgang gemaakt door het in rekening brengen der wisselwerking van een atoom, ook met zijn op één na naaste buren. Er is gebleken, o.a. door de onderzoekingen van Linde [19]), C. H. MacGillavry [20]) en Guinier [21]), dat bij de overgang uit de ongeordende toestand naar die toestand waarbij ook op grote afstanden van een atoom de orde blijft gehandhaafd, zich aan elkaar grenzende gebiedjes vormen, die op zichzelf zijn geordend, terwijl op hun grenzen de orde wordt verbroken. In het rooster van één gebied zijn de atomen dus op andere wijze gerangschikt dan in de roosters der buurgebieden. Het ziet er naar uit, dat hier wederom moeilijk te verwijderen fouten op de grensvlakken, de zogenaamde „stacking faults", op de koop toe worden genomen om een verlaging der vrije energie door ordening in de gehele ruimte zo vlug mogelijk te verkrijgen. Hierbij treedt nog het interessante probleem op dat deze fouten slechts op bepaalde soorten van roostervlakken schijnen te ontstaan, en wel op regelmatige afstanden.

In dit verband is het de moeite waard een waarneming van Guinier te vermelden, die voor een legering van de samenstelling: één atoom aluminium op één atoom zilver, een ordening der atomen op korte afstand — dus in heel kleine gebieden — heeft aangetoond, hoewel een lange-afstandsordening en een overgangstemperatuur in het geheel niet bekend zijn. Het zou wel eens kunnen zijn dat een dergelijke korte-afstandsordening bij zeer vele systemen optreedt en haar invloed doet gelden op mechanische, electrische en de zo gevoelige magnetische eigenschappen.

De natuur der physische roosterfouten

Wij hebben in het voorafgaande uitvoerig besproken dat ter wille van entropieverhoging en grote reactiesnelheid roosterfouten ontstaan als een noodzakelijk en interessant kwaad. Wij zijn echter karig geweest met mede te delen hoe wij ons de physische fouten moeten voorstellen.

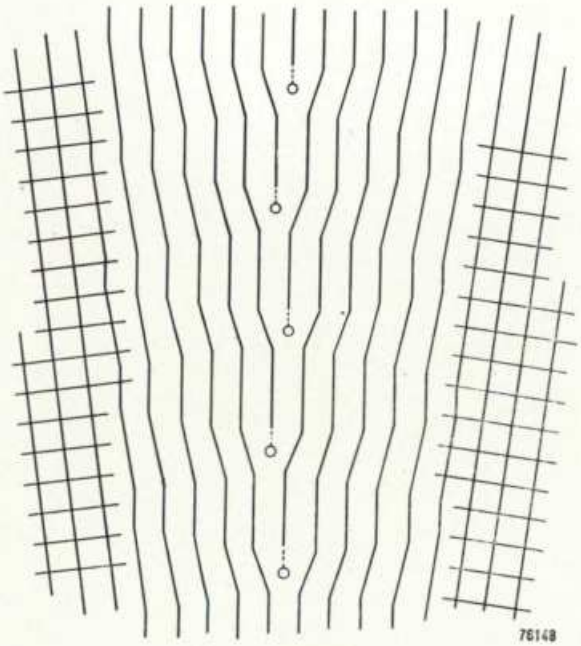
Het is buiten kijf dat schroefdislocaties physische realiteit bezitten bij de groei van kristallen uit oplossingen, en er kan ook geen twijfel bestaan over de juistheid van het beeld dat J. M. Burgers [22]) van de fouten aan kristalgrenzen, in het jaar 1939, heeft gegeven. Men heeft deze fouten nl. ter bestudering in het lichtmicroscoop en het electronenmicroscoop weten te „ontwikkelen", door ze als plaatsen van kiemvorming te laten fungeren voor zich afscheidende phasen [23]) (*fig. 5*). De afstanden

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van op deze wijze zichtbaar gemaakte fouten komen overeen met wat men uit de bekende desorientatie der aan elkaar grenzende kristallen zou verwachten.

Druyvesteyn en medewerkers [24]) hebben zich de laatste jaren met de vervorming van metalen bij lage temperaturen beziggehouden en in overeenstemming met opvattingen van Seitz waarschijnlijk gemaakt dat hier de diffusie van atomaire gaten ten dele voor het herstel van het rooster verantwoordelijk is.



a

b

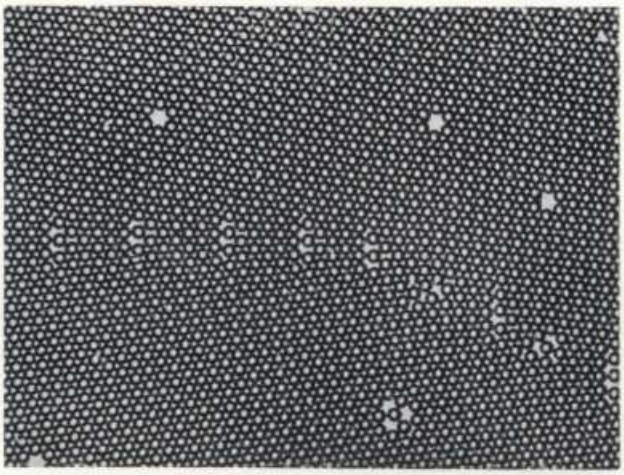
Fig. 5. *a*) Geometrisch beeld van dislocaties aan de grens tussen twee kristallen. (Volgens J. M. Burgers, Proc. Acad. Sci. Amsterdam **42**, 293, 1939.)
b) „Ontwikkelde" dislocaties van het in (*a*) geschetste type. De afstanden komen overeen met wat men uit de geconstateerde desorientatiehoek der aan elkaar grenzende kristallen zou verwachten. De pijltjes geven de kristalgrenzen aan. (Ontleend aan: R. Castaing en A. Guinier, Comptes Rendus **228**, 2033-2035, 1949.)

De eerlijkheid gebiedt te zeggen, dat de soorten van roosterstoring die verder bekend zijn, niet direct door fundamentele proeven zijn aangetoond, maar zijn afgeleid uit niet geheel doorzichtige experimenten. Deze situatie is voor een gebied der physica, waar meestal het fundamentele experiment aan een theorie en deze weer aan toepassingen voorafgaat, nogal ongewoon. De technische toepassingen van de ervaringen betreffende mechanische vervorming, electrische geleiding enz. zijn van zeer oude datum. De theorie is al zeer gedifferentieerd. Zonder op atomaire gegevens in te gaan, zoals de aard der binding tussen de atomen in een rooster, heeft men langs geometrische weg constructies der mogelijke roosterstoringen ontworpen. Men heeft aldus de statica der roosterstoringen [25]), en in de laatste tijd ook hun dynamica, ver weten te ontwikkelen en weten aan te passen bij alle experimenteel bekende verschijnselen. Zo is bijv. het belangrijke nieuwe gegeven over diffusie, het zg. Kirkendall-effect, in het beeld der roosterfouten opgenomen. Experimenteel bestaat echter het fundamentele werk nog slechts uit meer of minder gelukkig gekozen modelproeven. Bekend is het tweedimensionale model van een gestoord rooster dat Bragg en medewerkers [26]) hebben vervaardigd door zeepbelletjes van constante grootte tegen elkaar aan te laten drijven (*fig. 6*). Dat het zeer gevaarlijk is aan een dergelijk model quantitatieve gegevens te willen ontlenen, is onlangs nog door Shockley aangetoond.

Vergelijkt men de stand van zaken op het gebied der mechanische roosterstoringen met die op het gebied der storingen in een aggregaat van magnetische dipolen, die in het ferromagnetisme tot gemeengoed is geworden, dan lijkt daar de situatie veel gunstiger, o.a. omdat vele verschijnselen zich op een schaal van veel grotere afmetingen afspelen. De gedetailleerde theorie van de geometrie der Weiss-gebieden, zoals Néel [27]) die heeft gegeven,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



76168

Fig. 6. Tweedimensionaal model van gestoord rooster, verkregen door zeepbelletjes van constante grootte tegen elkaar aan te laten drijven (methode van Bragg). Bij deze proef ziet men het ontstaan van twee „kristallen" met een zekere desoriëntatiehoek. (Ontleend aan: W. M. Lomer en J. F. Nye, Proc. Roy. Soc. A **212**, 567-584, 1952.)

is door de experimenten op schitterende wijze bevestigd. Het is te hopen dat het in de volgende jaren door geschikte keuze der experimenten mogelijk zal zijn de ontwikkelde theorie der mechanische roosterstoringen te toetsen en aan te passen aan de atomaire krachten die in een bepaald systeem werken.

Het menselijk lichaam lijkt, oppervlakkig beschouwd, een constructie van schone symmetrie. Iedere chirurg kan echter vertellen dat het inwendige van het lichaam een gebrek aan symmetrie vertoont, dat voor het doelmatig functionneren essentieel is. Hij zal bewondering hebben voor de logica waaruit de afwijkingen van de regelmaat te verklaren zijn. Al gaat de vergelijking, zoals meestal het geval is, wat mank: ook de physicus die zich met het gestoorde rooster bezighoudt en de samenhang tussen de onregelmatigheden en zoveel belangrijke eigenschappen van de vaste stof leert inzien, wordt geboeid door de logica van het gebeuren en door de verstrekkende consequenties hiervan.

Samenvatting. Terwijl vele eigenschappen van vaste stoffen theoretisch kunnen worden verklaard door het model van het periodieke ruimtelijke rooster, zijn voor andere eigenschappen en voor de afloop van vele processen juist kleine afwijkingen van de periodiciteit van beslissende invloed. Het optreden van dergelijke roosterfouten, ondanks de hiervoor nodige extra energie, wordt in verband gebracht met een vergroting van het aantal realiseringsmogelijkheden van een toestand (toeneming van de entropie), dan wel met de versnelling van noodzakelijke — dwz. tot een toestand met kleinere eindenergie leidende — structuurveranderingen door het omzeilen van remmende factoren. Het eerste geval wordt toegelicht door beschouwing van de wisselwerking tussen physische en chemische roosterstoringen, o.a. bij de geleide valentie en bij de interstitiële oplossingen. Het tweede geval doet zich voor bij verschijnselen zoals de kristalgroei uit oplossingen, ontmenging, rekristallisatie, ordening, waarbij het gebeuren in principe wordt bepaald door de atomaire wisselwerkingen, die tot uitdrukking komen in factoren als kiemvorming, diffusie, grensvlakspanningen. Enkele opmerkingen worden gewijd aan de aard der roosterfouten. Hoewel sommige soorten fouten, zoals schroefdislocaties, fouten aan kristalgrenzen, atomaire gaten, goed bekend zijn, en voorts ook theoretisch al veel werk verricht is over de hoedanigheid en het gedrag van mogelijke roosterstoringen, zijn verdere fundamentele experimenten over het karakter van allerlei roosterstoringen dringend noodzakelijk.

LITERATUUR

[1]) A. J. Bradley en A. Taylor, Proc. Roy. Soc. A **159**, 56, 1939.
A. J. Bradley en G. C. Seager, J. Inst. Metals **64**, 1, 1939.

[2]) E. J. W. Verwey, P. W. Haaijman, F. C. Romeijn, G. W. van Oosterhout, Philips Res. Rep. **5**, 173, 1950.
E. J. W. Verwey, P. W. Haaijman en F. C. Romeijn, Philips techn. T. **9**, 239, 1947.

[3]) C. Wagner, Z. phys. Chem. B **21**, 25, 1933; **32**, 447, 1936; **38**, 325, 1937.

[4]) N. Cabrera en N. F. Mott, Rep. Progr. in Phys. **12**, 163, 1949.

[5]) W. Shockley, Electrons and Holes in Semiconductors, v. Nostrand, New York 1950.

[6]) J. L. Snoek, Physica **6**, 591, 1939; **9**, 862, 1942; **8**, 711, 1941.
D. Polder, Philips Res. Rep. **1**, 1, 1945.
L. J. Dijkstra, Philips Res. Rep. **2**, 357, 1947.

[7]) L. J. Dijkstra, Trans. A.I.M.E. **185**, 252, 1949.

[8]) C. Zener, Elasticity and Anelasticity of Metals, Univ. Chicago Press, Chicago 1948.

[9]) A. H. Cottrell, Report Conf. on Strength of Solids, Physical Society, London 1948, p. 30.
A. H. Cottrell en B. A. Bilby, Proc. Phys. Soc. A **62**, 49, 1949.

[10]) J. D. Fast en L. J. Dijkstra, Philips techn. T. **13**, 172, 1951.
J. D. Fast en J. L. Meijering, Philips Res. Rep. **8**, 1, 1953.

[11]) W. K. Burton, N. Cabrera en F. C. Frank, Nature **163**, 398, 1949 en Phil. Trans. Roy. Soc. A **243**, 299, 1951.

[12]) F. C. Frank, Acta Cryst. **4**, 497, 1951.

[13]) C. Zener, Trans. A.I.M.E. **167**, 550, 1946.

[14]) A. Guinier, Acta Cryst. **5**, 121, 1952.

[15]) W. Köster, L'Etat Solide, Bruxelles 1952, pag. 235.
W. Köster e.a., Z. Metallk. **43**, 193, 202, 208, 213, 1952.

[16]) W. G. Burgers, Kon. Ned. Akad. Wet. **50**, 452, 595, 719, 858, 1947.
T. J. Tiedema, W. May en W. G. Burgers, Acta Cryst. **2**, 151, 1949.
W. G. Burgers en T. J. Tiedema, Kon. Ned. Akad. Wet. **53**, 1525, 1950.
T. J. Tiedema, Kon. Ned. Akad. Wet. **53**, 1422, 1950.

[17]) C. S. Smith, Trans. A.I.M.E. **175**, 15, 1948; Trans. Amer. Soc. Metals **45**, 533, 1953.

[18]) W. T. Read en W. Shockley, Phys. Rev. **78**, 275, 1950.

[19]) C. H. Johannson en J. O. Linde, Ann. Phys. **52**, 1, 1936.

[20]) C. H. Mac Gillavry en B. Strijk, Physica **11**, 369, 1946; **12**, 129, 1946.

[21]) A. Guinier en R. Griffoul, Revue Métallurgie **45**, 387, 1948.

[22]) J. M. Burgers, Kon. Ned. Akad. Wet. **42**, 293, 1939; Proc. Phys. Soc. **52**, 23, 1940.

[23]) R. Castaing, C. R. Acad. Sci. Paris **228**, 1341, 1949.

[24]) J. Molenaar en W. H. Aarts, Nature **166**, 690, 1950.
J. A. Manintveld, Nature **169**, 623, 1952.

[25]) F. R. N. Nabarro, Advances in Physics **1**, 271, 1952.

[26]) W. L. Bragg en J. F. Nye, Proc. Roy. Soc. A **190**, 474, 1947.

[27]) L. Néel, Cahiers phys. **25**, 21, 1944; J. phys. radium **5**, 241, 1944.

Algemeen: Imperfections in nearly perfect crystals, John Wiley, New York 1952. L'Etat Solide, Solvay Congress Brussel 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE TROPOSFEER ALS MEDIUM VOOR DE VOORTPLANTING VAN RADIOGOLVEN, I

door H. BREMMER.

621.396.11:551.510.52

*De hypothese van Kennelly en Heaviside (1902), die in de atmosfeer een geïoniseerde laag onderstelden welke als reflector voor radiogolven werkt en zodoende een bevredigende verklaring geeft van het feit dat deze golven in staat zijn de kromming van de aarde te volgen, werd in 1924 door Appleton experimenteel bevestigd. Appleton's proeven zijn dus te beschouwen als het begin van het ionosfeeronderzoek, dat van groot theoretisch en practisch belang is gebleken en tegenwoordig op talrijke plaatsen op aarde dagelijks wordt verricht. Een overzicht van de daarbij toegepaste onderzoekingsmethodes is destijds in dit tijdschrift verschenen van de hand van Prof. Dr. C. J. Bakker *).*

Met het meer en meer in zwang komen van golven korter dan 10 m (televisie, radar, enz.) is gebleken dat voor de voortplanting van deze „microgolven" niet de ionosfeer, maar de onderste laag van de atmosfeer bij uitstek van belang is. Deze laag strekt zich uit van het aardoppervlak tot omstreeks 10 km hoogte en wordt troposfeer genoemd. Haar gedrag in radio-opzicht hangt nauw samen met meteorologische omstandigheden.

Ook het onderzoek van de troposfeer is in volle gang. Hoewel het een minder afgerond geheel vormt dan het ionosfeeronderzoek reeds enige jaren geleden deed, is het toch wel zo ver gevorderd dat thans een overzicht kan worden gegeven van de huidige kennis der troposfeer wat betreft de voortplanting van radiogolven. Van dit overzicht volgt hieronder het eerste gedeelte.

Inleiding

De eenvoudigste physische omstandigheden waaronder radiogolven zich door de atmosfeer kunnen voortplanten, zijn die waarbij de gehele atmosfeer homogeen en het aardoppervlak zuiver bolvormig is. Het electromagnetische veld wordt in dat geval tot stand gebracht door de zg. grondgolf, waarbij de ionosfeer niet is betrokken. Zelfs in dit eenvoudigste geval is de mathematische berekening van het veld een ingewikkeld vraagstuk, waarover in dit tijdschrift reeds is geschreven [1]). De numerieke uitkomst laat zien dat het veld, door buiging, ook tot onder de bij de zender behorende horizon [2]) doordringt, en wel des te verder naarmate de golven langer zijn. Echter ook bij de kortste in de practijk gebruikte golven (centimetergolven) neemt de veldsterkte bij het passeren van de horizon niet plotseling sterk af, zoals men wel eens meent.

Behalve bij zeer lange golven (kilometergolven) is de dracht van de grondgolf vrij gering. Voor telecommunicatie over zeer grote afstanden werkt men met golflengten van 10 tot enige honderden meters. Het gedrag van deze golven berust voornamelijk op de werking van de op 70 tot 400 km hoogte boven het aardoppervlak gelegen lagen van de dampkring, de zg. ionosfeer. Immers, het is het straalbrekende vermogen van de ionosfeer dat het radioverkeer over zulke grote afstanden mogelijk maakt. Voor de straalbreking is bij deze golven de detailstructuur van de onderste lagen van de atmosfeer slechts van ondergeschikt belang. Met „onderste lagen" bedoelen we hier de zich tot ongeveer 10 km hoogte boven de aarde uitstrekkende zone, welke troposfeer wordt genoemd en in de meteorologie nader wordt gepreciseerd als het gebied waarin de temperatuur met toenemende hoogte afneemt (aan de bovenrand van de troposfeer, de tropopause, bereikt de temperatuur een minimale waarde van ongeveer —50 °C).

Terwijl de structuur van de troposfeer van generlei betekenis is voor de dracht van bovengenoemde golven, is zulks wel het geval voor de zeer korte golven (golflengte kleiner dan ongeveer 10 m), die ongehinderd de ionosfeer passeren. Men vat deze golven, die in het bijzonder toepassing vinden bij radar, televisie en zenders met frequentiemodulatie, vaak samen onder de naam microgolven. Voor zoverre deze microgolven een ontvangpunt op aarde kunnen bereiken, worden zij daarheen overgebracht uitsluitend door de troposfeer; in dit opzicht vertonen zij overeenkomst met de zg. middengolven (golflengten ongeveer van 200 tot 1000 m) tijdens ontvangst overdag. Immers, ook bij deze

*) C. J. Bakker, Het radio-onderzoek der ionosfeer, Philips techn. T. **8**, 111-120,1946.

[1]) Balth. van der Pol en H. Bremmer, De voortplanting van radiogolven over de aarde, Philips techn. T. **4**, 257-266, 1939.

[2]) Waar we in het vervolg kortweg spreken van horizon, bedoelen we steeds de bij de zender behorende horizon.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

laatste speelt de ionosfeer geen rol van betekenis bij de transmissie, want de in de richting van de ionosfeer uitgezonden energie wordt door deze geabsorbeerd, in plaats van teruggebogen naar de aarde.

Ondanks het hier genoemde punt van overeenkomst tussen microgolven enerzijds en middengolven overdag anderzijds, gedragen beide zich geheel verschillend in de volgende opzichten:

1) De microgolven zijn veel meer verwant met de optische golven en hebben dienovereenkomstig een slechts geringe intensiteit in „schaduwgebieden", zoals het gebied beneden de horizon, of gebieden die, van de zender uit gezien, achter een bergrug liggen; gebieden dus waarin de energie van de zender niet kan doordringen door voortplanting langs stralen volgens de wetten van de geometrische optica, maar die wel bereikbaar zijn indien diffractie optreedt. In verband hiermee overtreft de dracht van microgolven slechts bij uitzondering het dubbele van de afstand van de zender tot zijn horizon.
2) De microgolven zijn veel gevoeliger voor de onregelmatige detailstructuur van de troposfeer. Dit laatste is begrijpelijk, want voor microgolven is de kans veel groter dat de „oneffenheden" van de troposfeer van de orde van de golflengte worden. Daarentegen is het gedrag van de langere golven meer afhankelijk van de over één golflengte gemiddelde eigenschappen van de troposfeer, welke gemiddelden minder sterk van punt tot punt veranderen.

Het is de in het laatste punt bedoelde detailstructuur van de troposfeer welke voortdurend bij de bestudering van microgolven een belangrijke rol blijkt te spelen. Het is dan ook niet te verwonderen dat het gedrag van deze golven nauw samenhangt met de meteorologische omstandigheden. Deze samenhang heeft betrekking zowel op het gemiddelde gedrag over vrij lange tijd (verband met klimaat en seizoen) als op het ogenblikkelijke gedrag, waarmee de zg. synoptische meteorologie zich bezighoudt. Een en ander maakt dat het gedrag van de microgolven minder overzichtelijk is dan dat van de langere golven, voor welke bijv. de verdeling van continenten en oceanen, en de dagelijkse schommelingen van temperatuur en vochtigheid, veel minder ingrijpend zijn. Door talrijke waarnemingen aan commerciële zowel als experimentele verbindingen tracht men nog steeds de samenhang beter te doorgronden. Het is hierbij gebleken dat ook de detailstructuur van de atmosfeer over zeer korte afstanden (van de orde van centimeters) van belang is, iets waarmee de meteorologie zich tot voor kort minder had beziggehouden. Aldus werkt de bestudering van de microgolven stimulerend voor nieuwe onderzoekingen op meteorologisch terrein.

Het is de bedoeling, hier een overzicht te geven van de theorieën waarmee men de vaak plaatselijk zeer verschillende voortplantingseigenschappen van de microgolven heeft getracht te verklaren. Het is hierbij noodzakelijk, ons eerst te verdiepen in de physische gegevens van de troposfeer als voortplantingsmedium van deze golven.

Physische gegevens van de troposfeer als diëlectricum

De enige physische grootheid die van belang is voor de voortplanting van radiogolven, is de brekingsindex n, die gelijkgesteld kan worden aan $\sqrt{\varepsilon}$, als ε de relatieve diëlectrische constante ten opzichte van vacuum is; geleidingsstromen in de troposfeer kunnen we namelijk verwaarlozen. We zullen ons thans nog niet bezighouden met de wijze waarop n van punt tot punt verandert, doch slechts de methode toelichten volgens welke n kan worden berekend uit de physische eigenschappen van de gassen waaruit de troposfeer bestaat.

De theorie die rekening houdt met de moleculaire polarisatie welke in ieder der gassen afzonderlijk onder invloed van een electromagnetische golf optreedt, leert dat niet n zelf, maar $(n^2-1)/(n^2+2)$ additief is: dit quotient is voor het mengsel gelijk aan de som van de quotienten voor de afzonderlijke gassen. Daar voor ieder der gassen n zeer weinig van 1 verschilt, is $(n+1)/(n^2+2)$ nagenoeg constant en heeft men dus bij benadering te maken met een additiviteit van de grootheid $n-1$, die zeer klein ten opzichte van 1 is (ongeveer $3\cdot10^{-4}$). Verder blijkt dat bij golflengten $\lambda>3$ cm voor alle belangrijke bestanddelen (stikstof, zuurstof en waterdamp) absorptie-effecten kunnen worden verwaarloosd. De brekingsindex is dan reëel en men vindt dat hij voor de microgolven met $\lambda>3$ cm kan worden voorgesteld als volgt:

$$n = 1 + 79\cdot10^{-6}\cdot\frac{p}{T} + 0{,}38\,\frac{e}{T^2}. \quad . \quad . \quad (1)$$

Hierin is T de absolute temperatuur en zijn p en e de partiële drukken, in millibar, resp. van droge lucht en waterdamp. Deze formule is zowel theoretisch afgeleid als door vele metingen bevestigd.

Opvallend is dat het waterdampgehalte een relatief belangrijk aandeel in de brekingsindex oplevert, als gevolg van de relatief hoge waarde van de diëlectriciteitsconstante van waterdamp; deze hoge waarde is te danken aan het feit dat de sterke polariseerbaarheid van het watermolecul tot in het gebied van de microgolven nog maar weinig afneemt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voorts zij opgemerkt dat blijkens (1) n onafhankelijk van λ is, zodat de troposfeer, in tegenstelling tot de ionosfeer, geen dispersie veroorzaakt.

Bij golven korter dan 3 cm beginnen afwijkingen van verg. (1) op te treden door absorptie-effecten. De absorptie stelt ten slotte zelfs een grens aan het gebruik van steeds kortere golven voor telecommunicatiedoeleinden, terwijl toch het opwekken van dergelijke golven technisch zeer goed mogelijk is.

Bij afnemende golflengte wordt de absorptie het eerst merkbaar door het in vloeibare vorm, hetzij als regen, hetzij als wolken of nevel, in de atmosfeer aanwezige water. De storende werking van de waterdruppels kan worden berekend uit de verstrooiing door en de absorptie in de afzonderlijke druppels. Ze is minder groot dan wanneer dezelfde hoeveelheid water in dampvorm zou verkeren. Zowel de absorptie als de verstrooiing kan met goede benadering worden afgeleid uit het dipoolmoment dat iedere druppel verkrijgt als gevolg van het veld van de invallende radiogolf.

Voor de waterdruppels in wolken en nevel kan de berekening sterk worden vereenvoudigd, aangezien de druppels (middellijn max. ca. 0,2 mm) klein zijn in vergelijking met de golflengte. De theorie is dan dezelfde als die voor de verstrooiing van het licht door inhomogeniteiten in de atmosfeer, met welke theorie Rayleigh het blauw van de hemel heeft verklaard. Bij benadering komt het voor dit geval slechts aan op het totale volume der inhomogeniteiten, zodat in het geval van de waterdruppels de verdeling over de druppelgrootten (zolang deze maar klein blijven ten opzichte van de golflengte) van geen belang is. Terwijl echter in de theorie van het hemelsblauw de verstrooiing de hoofdrol speelt, is voor de verzwakking van radiogolven in waterdruppels het verlies door absorptie belangrijker. De absorptie blijkt kleiner te zijn dan die welke zou worden veroorzaakt door een zelfde hoeveelheid water die in een laag is geconcentreerd, in plaats van verdeeld over druppeltjes.

De hier besproken benadering (verdeling over de druppelgrootten van geen invloed) is bij centimetergolven niet meer van toepassing voor regen, doordat de druppels in dat geval niet meer klein genoeg ten opzichte van de golflengte zijn. Bij een bekende distributie van druppelgrootten kan het absorptie-effect echter ook dan nog worden bepaald, zij het dat de berekening ingewikkelder wordt. Bij golven korter dan 3 cm kan regen hinderlijk voor de transmissie worden. Bij golven langer dan 3 cm geven hagel en sneeuw, in gelijke neerslaghoeveelheid, veel minder absorptie dan regen; bij kortere golven behoeft dit echter niet het geval te zijn.

Voor $\lambda < 2$ cm geven, behalve het water, ook de gasvormige bestanddelen van de atmosfeer een merkbare absorptie. Men komt dan namelijk in de buurt van een bij $\lambda = 0{,}5$ cm gelegen resonantieband en een bij $\lambda = 0{,}25$ cm gelegen resonantielijn van zuurstof, terwijl voorts waterdamp een enkele lijn dicht bij $\lambda = 1$ cm vertoont. Deze band resp. lijnen zijn zowel theoretisch berekend [3]) als experimenteel aangetoond. Voor de nog kortere millimetergolven wordt de voortplanting vrijwel onmogelijk door het aanwezig zijn van sterke absorptielijnen van waterdamp in het gebied dezer golflengten, maar voor het overbruggen van vrij korte afstanden kunnen deze golven natuurlijk wel gebruikt worden. Men heeft de resonantieband van zuurstof zelfs benut om te verhinderen dat een communicatie over korte afstand zou kunnen worden afgeluisterd door onbevoegden op grotere afstand.

In onze verdere beschouwingen zullen we ons beperken tot golven langer dan 3 cm, voor welke de brekingsindex voldoende wordt benaderd door de eenvoudige vergelijking (1).

Overzicht van de karakteristieke omstandigheden waaronder radiogolven zich door de troposfeer voortplanten

De voor de radiogolven zo belangrijke brekingsindex n is in grote trekken slechts een functie van de hoogte boven het aardoppervlak. Het gemiddelde verloop van n met de hoogte is afhankelijk van het seizoen en hangt nauw samen met het klimaat van de plaats van waarneming. De momentele meteorologische omstandigheden veroorzaken niet alleen afwijkingen van dit gemiddelde verloop van n in verticale richting, maar zij hebben ook inhomogeniteiten op een zelfde hoogteniveau tot gevolg. Het resultaat is dat zeer vele afwijkende situaties mogelijk zijn, die op de golfvoortplanting een gunstige of een ongunstige invloed kunnen hebben. Deze invloeden kunnen slechts eenvoudig worden beschreven als men sterk geïdealiseerde omstandigheden beschouwt. We komen aldus tot de volgende indeling van situaties, die elk op zichzelf beantwoorden aan een zeer bepaalde wijze van golfvoortplanting, maar die zich in het algemeen slechts in een ingewikkelde combinatie voordoen. Bij elk van hen, behalve bij de laatste, wordt ondersteld dat de brekingsindex alleen van de hoogte afhangt.

---

[3]) Zie bijv. J. H. van Vleck, The absorption of microwaves by oxygen, Phys. Rev. **71**, 413-424, 1947, en The absorption of microwaves by uncondensed water vapor, Phys. Rev. **71**, 425-433, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

a) De verbinding tussen zender en ontvanger komt tot stand langs twee stralen welker verloop wordt bepaald door de optische brekingswet (*fig. 1a*).

b) De verbinding komt tot stand langs één enkele of een gering aantal stralen die eveneens worden bepaald door de wetten van de geometrische optica, maar die slechts kunnen voorkomen onder bijzondere meteorologische omstandigheden (overgangslaag, fig. 1*b*).

c) Een dergelijke, onder weer andere bijzondere omstandigheden voorkomende, laag maakt oneindig vele, of althans een zeer groot aantal, verbindingsstralen tussen zender en ontvanger mogelijk: de voortplanting geschiedt als het ware in een golfpijp (fig. 1*c*).

d) De verbinding ontstaat langs de stralen die tot stand komen door reflecties aan de zeer dunne bolschillen met onderling verschillende brekingsindex waaruit men de troposfeer opgebouwd kan denken (gradientreflecties, fig. 1*d*).

e) Er bestaat geen enkele geometrisch-optische verbindingsweg tussen zender en ontvanger. Het veld bij de ontvanger kan slechts worden verklaard door diffractie (fig. 1*e*).

f) De fluctuaties van de brekingsindex over korte afstand, nu niet alleen in verticale maar ook in horizontale richting, bepalen het ontstaan van het veld. De golfvoortplanting wordt hier mogelijk door verstrooiing (fig. 1*f*).

Elk van de hier opgesomde situaties zal later nader worden besproken, doch we willen hier eerst nog enkele algemene opmerkingen maken.

De overgangslagen bedoeld in (b) en (c) kunnen worden beschouwd als discontinuïteitsoppervlakken wanneer de abnormale verandering van de brekingsindex plaats heeft in een hoogte-interval kleiner dan één golflengte; de bijzondere straalwegen ontstaan dan door reflectie tegen het discontinuïteitsoppervlak. Indien de overgangslaag daarentegen ten minste enige golflengten dik is, zal een oorspronkelijk omhoog of omlaag gerichte straal, door geleidelijke breking binnen de laag, zo sterk kunnen worden afgebogen dat hij de laag in neerwaartse resp. opwaartse richting verlaat (*fig. 2*). We kunnen in deze gevallen spreken van geleidelijke reflecties tegen de laag, welke „reflecties" dus feitelijk tot stand komen door breking. Met zulke geleidelijke reflecties heeft men ook te maken bij de terugkaatsing van korte golven in de ionosfeer en bij de voortplanting van het geluid over grote afstanden, in welk laatste geval de op ongeveer 3 km hoogte boven de aarde gelegen ozonlaag (ozonosfeer) de reflectie veroorzaakt.

Een belangrijk punt is voorts de vraag, over welke uitgestrektheid de brekingsindex n in horizontale richtingen niet mag veranderen opdat men bij benadering mag rekenen met een brekingsindex

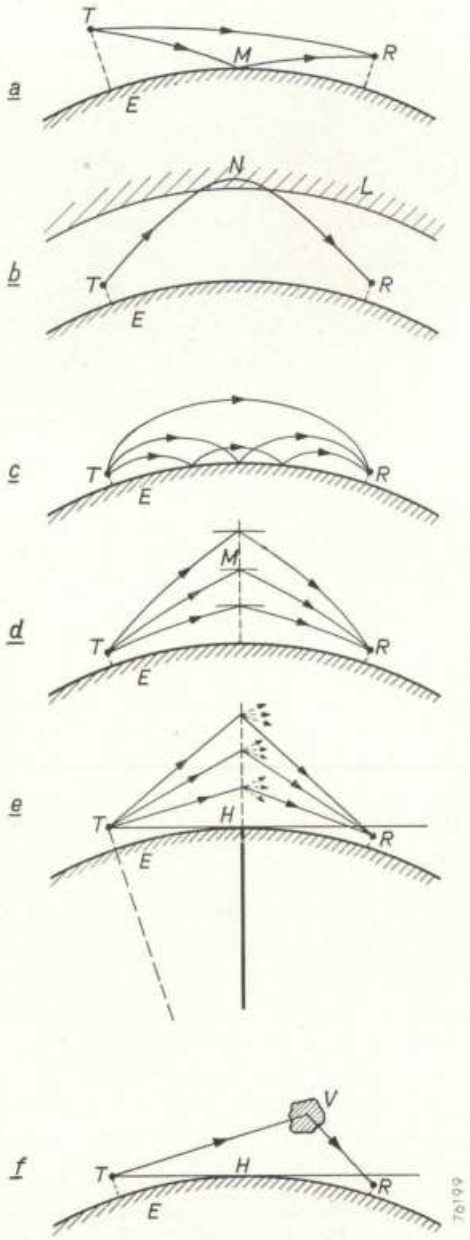


Fig. 1. Schematische voorstelling van de geïdealiseerde wijzen waarop met microgolven een radioverbinding tot stand kan komen. *E* aarde (met naar verhouding veel te sterk getekende kromming). *T* zender. *R* ontvanger.
a) Normale verbinding langs twee stralen, één rechtstreeks (*TR*) en één die in *M* aan het aardoppervlak wordt teruggekaatst.
b) Verbinding langs één of enkele stralen die in een overgangslaag (*L*) geleidelijk worden gereflecteerd.
c) Verbinding via een groot aantal stralen die zich voortplanten als in een golfpijp (superrefractie).
d) Verbinding via gradientreflecties.
e) Hier ligt de ontvanger beneden de horizon (*H*). Toch zijn er stralen die *R* bereiken, en wel door diffractie, bijv. aan het verticale vlak door *H*.
f) Ook hier ligt *R* beneden de horizon. Dank zij verstrooiing aan een inhomogeniteit (*V*) in de troposfeer, zijn er stralen die *R* bereiken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

die slechts van de hoogte afhangt. Een indruk hiervan krijgt men door het geval te beschouwen van een geometrisch-optische straalverbinding tussen een zender T en een ontvanger R. Volgens de golftheorie werkt een locale afwijking van n slechts storend wanneer ze optreedt in punten P waarvoor de geknikte straalverbinding TPR in weglengte minder dan $\frac{1}{2}\lambda$ verschilt van de rechtstreekse (niet noodzakelijk rechte) weg TR. De punten P die hieraan voldoen, liggen binnen de bij de straalverbinding TR behorende, zg. eerste zone van Fresnel. Een geometrische beschouwing leert dat deze zone, indien de rechtstreekse straal slechts tot op hoogten boven de aarde komt die klein zijn ten opzichte van de afstand D tussen T en R, vrijwel is geconcentreerd in het verticale vlak door de verbinding TR; buiten dit vlak reikt de zone slechts tot punten met een maximale afstand $\frac{1}{2}\sqrt{D\lambda}$ ervandaan. Dientengevolge zijn onregelmatigheden in de brekingsindex onbelangrijk wanneer zij voorkomen in punten die verder dan deze afstand van genoemd verticaal vlak af gelegen zijn. Deze kritische afstand bedraagt voor bijv. $D = 100$ km en $\lambda = 5$ m slechts 354 m.

De geringe uitgestrektheid van de eerste zone van Fresnel in de richtingen loodrecht op de verbinding is ook belangrijk voor de stralen die

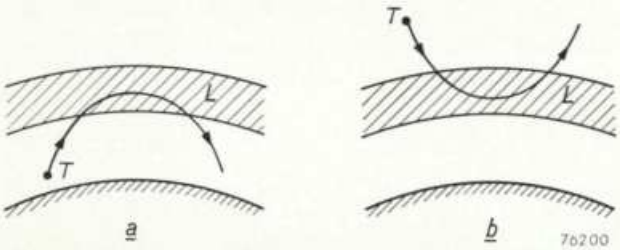


Fig. 2. *a*) Door „geleidelijke reflectie" in een overgangslaag (L) worden omhoog gerichte stralen van een beneden L gelegen zender T naar de aarde terruggebogen.
b) Hier ligt T boven de laag L. Deze buigt omlaag gaande stralen van de aarde weg.

onderweg worden gereflecteerd tegen het aardoppervlak. In niet-geaccidenteerd terrein kan de reflectie worden beschouwd als plaats te vinden tegen een plat oppervlak met een bepaalde bodemgesteldheid, mits deze laatste overal binnen de bijbehorende eerste zone van Fresnel nagenoeg dezelfde is. Deze zone beslaat hier een langgerekt gebied langs de kortste verbindingslijn van T en R over het aardoppervlak en heeft wederom in een richting loodrecht op deze lijn een uitgestrektheid in de orde van grootte van $\sqrt{D\lambda}$. Het is echter begrijpelijk dat in geaccidenteerd terrein een oneffenheid van de hoogte h nabij de verbindingslijn TR (*fig. 3*) storend zal werken indien bij gegeven reflectiehoek φ (ten opzichte van het aardoppervlak) twee stralen die resp. aan de voet en aan de top van de oneffenheid worden gereflecteerd, na reflectie een wegverschil krijgen dat groter dan $\frac{1}{2}\lambda$ is. Daar dit wegverschil $2h \sin\varphi$ bedraagt, wordt de vlakke reflectie verstoord indien $\lambda < 4h\sin\varphi$, in welk geval de reflectie sterk verminderd wordt.

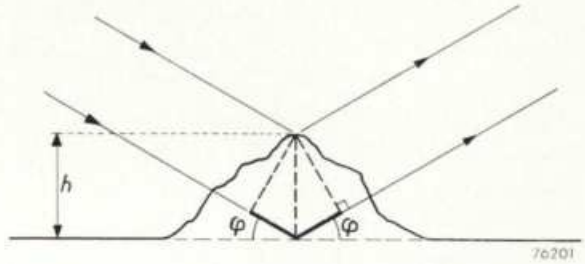


Fig. 3. Tussen de weglengten van de stralen die aan de top resp. de voet van een verhevenheid (hoogte h) op het aardoppervlak worden afgebogen, ontstaat het dik getekende verschil, dat $2h \sin\varphi$ is (φ hoek van de stralen met het vlak van de horizon).

a) Verbindingen langs de beide normale straalwegen tussen zender en ontvanger

De hier bedoelde verbindingen, de ene rechtstreeks en de andere met een reflectie onderweg tegen het aardoppervlak, komen tot stand indien de ontvanger boven het vlak van de horizon is gelegen. Ten gevolge van de inhomogeniteit van de troposfeer zijn de beide straalwegen gekromd. Als we de aardkromming in rekening brengen, maar overigens onderstellen dat de brekingsindex n slechts van de hoogte boven de aarde afhangt, kunnen we n beschouwen als een functie van de afstand r tot het middelpunt van de aarde. Uit de brekingswet van Snellius volgt dan dat langs iedere straal het product $r \cdot n(r) \sin\tau(r)$ constant is, waarin $\tau(r)$ de hoek is tussen de raaklijn in een punt van de baan en de door dat punt gaande verticaal (*fig. 4*).

Onder normale omstandigheden neemt $n(r)$ zo langzaam met de hoogte af dat in het product $r \cdot n(r)$ de toeneming van de factor r overweegt ten opzichte van de afneming van n. Volgens de wet van Snellius moet dan langs een omhoog (resp. omlaag) gaande straal de hoek $\tau(r)$ afnemen (resp. toenemen). Schematisch is het verloop van de beide stralen die zender en ontvanger met elkaar verbinden, TR en TMR, in fig. 4 weergegeven door de beide getrokken lijnen. De voortplanting langs de straal TR is ongeveer als in de vrije ruimte, al is deze straal enigszins gekromd. Het veld in R is derhalve bij benadering omgekeerd evenredig met de booglengte, dus, indien de afstand D langs het aardoppervlak groot is ten opzichte van de hoogten van zender en ontvanger, ook omgekeerd evenredig met D.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een afwijking van dit eenvoudige verloop ontstaat doordat de met het aardoppervlak concentrische bolschillen van constante n niet vlak zijn en daardoor enigszins convergerend of divergerend werken, naar gelang de straal neerwaarts of opwaarts is gericht.

Ook het veld langs de tegen de aarde gereflecteerde straal, TMR, neemt ongeveer omgekeerd evenredig met de afstand tot T af, indien we afzien van de werking der reflectie in M. Voor niet al te korte golven kan deze reflectie worden beschouwd als tegen een plat oppervlak (zie eind vorige paragraaf); ze kan dan worden berekend met behulp van de reflectiecoëfficient van Fresnel, die kan worden afgeleid uit de vergelijkingen van Maxwell. Bij microgolven heeft deze reflectiecoëfficient, daar de golven bijna scherend op het aardoppervlak invallen, een waarde die zeer dicht bij -1 ligt. Dit betekent dat de reflectie zo goed als totaal is, maar gepaard gaat met een fazeverschuiving van ten naaste bij π radialen. Voor golven korter dan 10 cm

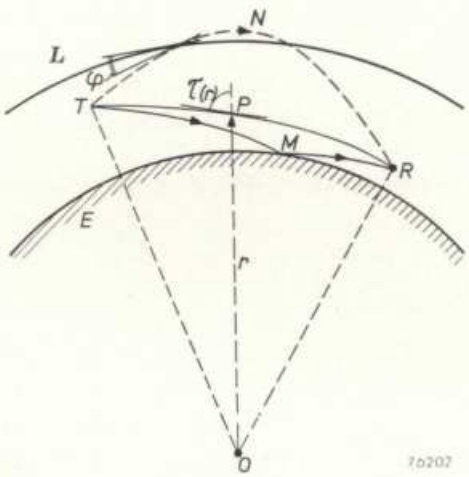


Fig. 4. Nogmaals de gevallen van fig. 1*a* (getrokken) en fig. 1*b* (gestippeld). r afstand van een willekeurig baanpunt P tot het middelpunt (O) van de aarde. $\tau(r)$ hoek tussen de verticaal in P en de raaklijn aan de baan. φ hoek tussen de invallende straal en de overgangslaag L.

is de verticale terreingesteldheid gewoonlijk zodanig dat het reflecterende aardoppervlak niet meer als plat mag worden beschouwd. De reflectie krijgt dan het karakter van verstrooiing tegen een ruw oppervlak, hetgeen leidt tot een effectieve reflectiecoëfficient in de orde van grootte van 0,2.

Het totale veld bij de ontvanger wordt gevonden door de velden van de afzonderlijke stralen TR en TMR bij elkaar op te tellen, rekening houdend met hun fazeverschil. Dit laatste is een gevolg, ten dele van het verschil in weglengte van de beide gekromde banen, ten dele ook van het fazeverschil π dat optreedt bij de reflectie in M, voor zover deze mag worden beschouwd als te geschieden aan een plat vlak. Het fazeverschil maakt dat de velden die men op bijv. een zelfde hoogte waarneemt, als functie van de afstand maxima en minima doorlopen. Zulke interferentieverschijnselen zullen natuurlijk veel minder sterk optreden wanneer het reflecterende oppervlak in M als „ruw" mag worden beschouwd, want in dit geval heeft het veld van de straal TMR weinig numerieke betekenis.

b) Verbindingen door middel van overgangslagen

Of overgangslagen, waarin over een kort hoogteinterval de brekingsindex veel sterker verandert dan normaal, al dan niet optreden, hangt af van meteorologische omstandigheden. Het bestaan van zulk een laag gaat gewoonlijk gepaard met een temperatuurinversie (dwz. dat de temperatuur in de laag naar boven toeneemt), of althans met een veel minder sterk dan normaal afnemen van de temperatuur. Overigens is het niet de verandering van de temperatuur zelf, maar de daarmee gepaard gaande verandering van het waterdampgehalte, dat, overeenkomstig (1), voornamelijk verantwoordelijk is voor het abnormale verloop van de brekingsindex. Deze overgangslagen komen vooral voor op hoogten tussen 500 en 2000 m, en de verandering van n over de laag is vaak in de orde van $5 \cdot 10^{-6}$ (terwijl $n - 1$, zoals wij al zeiden, omstreeks $3 \cdot 10^{-4}$ is). Men heeft te maken zowel met zich niet snel verplaatsende overgangslagen bij rustig weer, als met overgangslagen die zich uitstrekken langs meteorologische fronten en zich met deze mee bewegen.

Bij aanwezigheid van overgangslagen heeft men de mogelijkheid van voortplanting langs banen zoals de gestreepte lijn TNR in fig. 4. Dergelijke banen zijn vooral van belang wanneer de normale straalwegen TR en TMR niet kunnen voorkomen doordat het ontvangpunt R beneden de horizon is gelegen en het veld aldaar overigens uitsluitend door diffractie kan worden veroorzaakt en dus een geringe waarde zou hebben. In het bijzonder heeft men tijdelijke toenemingen van het veld op zulke punten geconstateerd tijdens de passage van een meteorologisch front door het gebied tussen zender en ontvanger. Het kan voorkomen dat enige overgangslagen tegelijkertijd werkzaam zijn [4]).

Het veld langs een straalbaan via een overgangslaag is wederom ongeveer omgekeerd evenredig met de afstand tot de zender, waarbij echter rekening moet worden gehouden met de invloed van de reflectie tegen de laag. In de beide volgende limiet-

[4]) Een overzicht van de invloed van overgangslagen vindt men in een artikel van J. A. Saxton c.s., Proc. Inst. El. Engr. **98** III, 360-378, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gevallen, waarin de laagdikte klein resp. groot is in vergelijking met de golflengte, kan deze invloed gemakkelijk worden overzien.

Laagdikte klein ten opzichte van de golflengte

Bij dunne lagen heeft men bij benadering een toestand als bij de reflectie tegen een discontinuiteitsoppervlak voor de brekingsindex, zodat de reflectiecoëfficient kan worden berekend volgens de theorie van Fresnel. Daar de invalshoek φ ten opzichte van de laag (zie fig. 4) weliswaar klein is maar in het algemeen toch nog groter dan de grenshoek (dat is de hoek waarbij totale terugkaatsing begint op te treden), is de terugkaatsing partieel: een gedeelte der energie van de aankomende straal verdwijnt langs een straal die doordringt in de ruimte boven de laag. Voorts is de hoek φ klein ten opzichte van de hoek van Brewster, dat is de hoek waarbij in het geheel geen reflectie optreedt voor golven welker electrische vector in het verticale vlak door de aankomende straal ligt. Dit maakt dat de reflectiecoëfficient R zeer eenvoudig kan worden benaderd door de volgende formule:

$$R \approx \frac{\Delta n}{2n \sin^2 \varphi}.$$

Hierin is Δn het verschil in brekingsindex aan beide zijden van de laag. De reflectiecoëfficient hangt hier dus niet af van het verloop van n binnen de dunne laag. Voor afstanden D groot ten opzichte van de hoogte h der laag boven het aardoppervlak kan φ, of $\sin\varphi$, worden benaderd door $2h/D$ en vindt men dus ook nog:

$$R \approx \frac{\Delta n}{8n} \cdot \frac{D^2}{h^2}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

waaruit blijkt dat een gegeven laag het best reflecteert wanneer de transmissie plaatsvindt over grote afstanden. Dit is ook begrijpelijk, daar men dan steeds dichter bij de hoek van totale reflectie komt.

Laagdikte groot ten opzichte van de golflengte

Bij dikke lagen kan de reflectie als „geleidelijk" worden beschouwd (fig. 2) en blijkt ze totaal te zijn. Dit is begrijpelijk, omdat er thans in de ruimte boven de laag geen straal ontstaat die een gedeelte van de energie kan afvoeren. Deze geleidelijke reflecties gaan volgens de theorie echter wel gepaard met een extrafazeverschuiving van $-\frac{1}{2}\pi$ radialen, die men kan vergelijken met de fazeverschuivingen welke zich voordoen bij de totale reflecties in de optica.

In werkelijkheid treden tussengevallen van kleine en grote laagdikte op. Hiervoor heeft men reflectiecoëfficienten berekend door een bepaald profiel aan te nemen voor de wijze waarop n binnen de laag verandert. Dergelijke berekeningen, zoals die van Epstein [5]) en Rawer [6]), tonen aan dat de reflectie in het algemeen beter wordt bij toenemende golflengte.

De velden afkomstig van reflecties tegen een of meer overgangslagen moeten vectorieel worden opgeteld bij de velden van de beide onder a) behandelde normale straalwegen (indien althans zulke straalwegen bestaan, dwz. indien de ontvanger boven de horizon is gelegen). Bij de ingewikkeldheid van de verschijnselen is het vaak moeilijk uit te maken of overgangslagen een rol zullen spelen. Voor grote afstanden kan de eventuele invloed van zulk een laag worden herkend doordat de toeneming van de reflectiecoëfficient overeenkomstig (2) de normale afneming van het veld met de afstand gedeeltelijk compenseert. Behalve hierdoor, kan de overgangslaag zich openbaren door een toeneming van het veld voor grotere golflengte, als gevolg van de dan groter wordende reflectiecoëfficient van de laag. Deze verbetering van de reflectie kan echter worden overtroffen door een verkleining van de overeenkomstige coëfficient voor de reflecties die onderweg tegen het aardoppervlak plaatsvinden. Totale reflecties tegen overgangslagen kunnen slechts worden waargenomen bij lagen op geringe hoogte of bij waarnemingen vanuit vliegtuigen, doordat in deze beide gevallen de invalshoek φ zeer klein kan worden.

c) Gevallen waarin de troposfeer werkt als golfpijp

In de troposfeer worden naar beneden gerichte stralen bij reflectie tegen het aardoppervlak gedwongen binnen de troposfeer te blijven, terwijl de naar boven gerichte stralen in het algemeen naar de hemelruimte ontsnappen. Wanneer dit laatste echter wegens bijzondere omstandigheden voor sommige stralen niet plaatsvindt — doordat een geleidelijke reflectie ze naar de aarde terugbuigt —, zullen deze stralen opgesloten blijven tussen het aardoppervlak en het hoogste niveau waarop de bedoelde geleidelijke reflecties kunnen voorkomen. De ruimte waarin deze stralen aldus vele heen- en weergangen kunnen maken, waarbij zij afwisselend een discontinue reflectie tegen het aardoppervlak en een geleidelijke reflectie in de troposfeer ondergaan, heeft alle karakteristieke eigenschappen van een golfpijp [7]).

De voorwaarde voor het bestaan van zulk een „golfpijp" vindt men als volgt. Bij de geleidelijke

[5]) Proc. Nat. Acad. Sci. **16**, 627-637, 1930.
[6]) Ann. Physik **35**, 402, 1939.
[7]) Zie over de eigenschappen van golfpijpen bijv. de artikelen van W. Opechowski in Philips techn. T. **10**, 14-26 en 46-54, 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

reflecties moet de hoek τ tussen raaklijn en verticaal (fig. 4) in het hoogste punt van de baan de maximale waarde 90° passeren; daar $rn\sin\tau$ langs de baan overal even groot is (wet van Snellius), is dit slechts mogelijk indien rn in dit hoogste punt kleiner is dan in de lagere baanpunten. Er moet dus boven in de golfpijp een ruimte zijn alwaar rn bij toenemende hoogte afneemt. Een dergelijk gebied (tunnel genoemd, in het Engels „duct") komt slechts bij uitzondering voor, daar in het algemeen bij toenemende hoogte de aangroeiing van de factor r de afneming van de factor n overtreft. In de bijzondere gevallen waarin een tunnel kan optreden, doordat n zo sterk met de hoogte afneemt dat ook rn afneemt, spreekt men van superrefractie.

De aanwezigheid van een tunnel betekent niet dat alle omhoog gaande stralen door geleidelijke reflectie weer naar beneden worden gebogen. We beschouwen een straal die wel naar de aarde wordt teruggebogen; we noemen r_0 en n_0 de waarden van de voerstraal en van de brekingsindex in het in de tunnel gelegen hoogste baanpunt, en a en n_a de overeenkomstige waarden aan het aardoppervlak. Dan zal voor een straal die het aardoppervlak onder de hoek τ_a met de verticaal verlaat, volgens de wet van Snellius moeten gelden:

$$a\,n_a \sin\tau_a = r_0 n_0.$$

Als $(rn)_{\min}$ de minimale waarde van rn is (aan de bovenkant van de tunnel dus), vinden wij de hoek τ_l van de steilst vertrekkende straal die nog wordt gereflecteerd, uit

$$a\,n_a \sin\tau_l = (rn)_{\min}.$$

Een dergelijke grenshoek τ_l is ook bekend uit de ionosferische voortplanting, waarbij, in het geval van korte golven, slechts een niet te steil het aardoppervlak verlatende straal door geleidelijke reflectie binnen de ionosfeerlaag naar de aarde wordt teruggebogen. Tussen de geleidelijke reflecties in de ionosfeer en die welke bij superrefractie in de troposfeer kunnen voorkomen, bestaan echter de volgende verschillen.

1) In de ionosfeer zijn de geleidelijke reflecties en de daarmee verband houdende aanwezigheid van een grenshoek normaal; in de troposfeer daarentegen komt superrefractie slechts onder bijzondere meteorologische omstandigheden voor [8]).

Boven zee zijn de omstandigheden vaak gunstig voor superrefractie door een sterk afnemen van het vochtigheidsgehalte met de hoogte. In continentale gebieden is nachtelijke afkoeling, door concentratie van koude lucht aan het aardoppervlak, gunstig voor superrefractie; ook hier is de afneming van de vochtigheid met de hoogte zeer belangrijk, want in droge lucht is superrefractie alleen mogelijk wanneer in een temperatuurinversie de temperatuurstijging per 100 m de onwaarschijnlijk grote waarde van 11,2 °C overschrijdt, in vochtige lucht echter is een veel geringere temperatuurgradient al voldoende (acoustische superrefractie kan daarentegen bij nagenoeg iedere temperatuurinversie voorkomen).

2) In de ionosfeer is als gevolg van de dispersie de grenshoek sterk afhankelijk van de frequentie; bij de troposferische superrefractie is zulks niet het geval.

3) Bij ionosferische propagatie bestaat rondom de zender een dode zone; pas voorbij deze zone kunnen, door geleidelijke reflectie, stralen de aarde bereiken. Het ontvangpunt R kan daarbij op deze wijze slechts via een zeer gering aantal stralen worden bereikt. In tegenstelling hiermee zal bij troposferische superrefractie, wanneer de tunnel onmiddellijk boven het aardoppervlak is gelegen („surface duct"), een zeer groot aantal stralen (theoretisch oneindig vele) zender en ontvanger overeenkomstig de brekingswet van Snellius kunnen verbinden; elk van deze stralen verschilt van de andere door het aantal reflecties dat de golf onderweg tegen het aardoppervlak en ergens boven in de tunnel heeft ondergaan. Dit grote aantal stralen is mogelijk doordat hier een homogene tussenruimte tussen aarde en tunnel (die in het geval van de ionosfeer zo belangrijk is) ontbreekt, zodat de bij één enkele heen- en weergang overbrugde afstand voor groter wordende hoek τ_a uitsluitend kan afnemen (*fig. 5a*) — in tegenstelling tot wat het geval is bij de ionosfeer.

De typische eigenschappen van een troposferische golfpijp komen minder sterk naar voren wanneer de tunnel (dus het gebied van met de hoogte afnemende waarden van rn) pas op enige hoogte boven het aardoppervlak aanvangt. Bij een dergelijke „elevated duct" is het aantal mogelijke verbindingsstralen veel beperkter, mede door de grotere waarde van de grenshoek τ_l (fig. 5*b*); het onderscheid met een overgangslaag, waarin totale reflectie kan optreden, wordt dan vaag. Voor zover de reflectie niet totaal is, zal echter bij een overgangslaag de reflectie voor toenemende golflengte beter worden, terwijl voor een „elevated duct" juist het omgekeerde het geval is.

[8]) Deze omstandigheden worden behandeld o.a. in een artikel van M. G. Brooker, Elements of radiometeorology, Inst. El. Engrs. Radiolocation Convention, Maart 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tot nu toe hebben we slechts geometrische eigenschappen van de superrefractie besproken, waarvan wel de meest opvallende is dat de dracht veel groter is dan normaal. Voor lichtgolven zou men iets analoogs verwachten, doch in het algemeen is voor deze de absorptie veel te sterk om verschijnselen van superrefractie waarneembaar te doen zijn. Wel kan het optische zicht onder

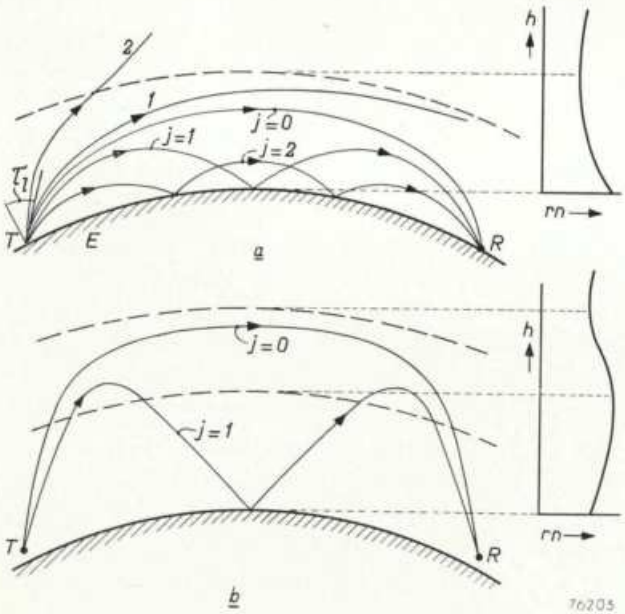


Fig. 5. Gevallen van superrefractie. In de troposfeer is soms een gebied (tunnel, „duct") aanwezig waarin *rn* met de hoogte *h* afneemt, bij (*a*) al direct van de grond af („surface duct"), bij (*b*) pas van een zekere hoogte af („elevated duct"). Tussen de zender *T* en de ontvanger *R* zijn vele stralen mogelijk, die onderweg *j* maal aan het aardoppervlak worden gereflecteerd en $(j+1)$ maal in de tunnel een maximale hoogte bereiken.

De straal *1*, die onder de grenshoek τ_1 uit *T* vertrekt, heeft tot asymptoot een cirkel die concentrisch om de aarde loopt. De steiler omhoog gaande straal *2* keert niet tot de aarde terug.

Rechts is *rn* (horizontaal) uitgezet als functie van *h* (verticaal).

bepaalde omstandigheden groter zijn dan normaal, doch tot afstanden van enige malen de normale horizonafstand, zoals bij radiogolven kan voorkomen, zal het nimmer reiken. We merken hierbij nog op dat luchtspiegelingen (en daarmee samenhangende fata morgana) zich in het algemeen zullen voordoen wanneer met toenemende hoogte de brekingsindex juist minder sterk afneemt dan normaal, of zelfs toeneemt; zulke gevallen van onderrefractie kunnen ook in het radiogeval optreden (zie paragraaf (e), over diffractie).

Het golfpijpkarakter van de ruimte tussen de aarde en de tunnel blijkt pas volledig doordat de beschreven straalbanen weliswaar voor alle frequenties bestaan, doch de interferentie van de veldbijdragen der afzonderlijke stralen alleen tot een abnormale veldsterkte leidt bij frequenties boven een bepaalde grensfrequentie. Het bestaan van een grensfrequentie zal nader worden toegelicht in de volgende paragraaf, voor het geval van een „surface duct". Dit geval is het eenvoudigste, aangezien hier de tunnel niet een deel van de golfpijp vormt, doch er geheel en al mee samenvalt.

Verklaring van het bestaan van een grensfrequentie bij een troposferische golfpijp

De golfpijp waarmee men de troposfeer in het geval van superrefractie kan vergelijken, heeft als bijzonderheid dat de bovenste begrenzing geen vaste wand is, terwijl dit voor het als onderste wand werkzame aardoppervlak wel het geval is. Als bovenste wand zal men immers moeten beschouwen het met de aarde concentrische boloppervlak op het hoogteniveau waarop de geleidelijke reflecties plaatshebben, doch de ligging van dit niveau hangt af van de bijzondere straal die men beschouwt (fig. 5*a*). Als gevolg van deze vage begrenzing is de theorie van deze golfpijp minder eenvoudig dan voor normale, geheel door vaste wanden begrensde, golfpijpen. Desondanks kan men deze theorie ontwikkelen op twee bekende verschillende wijzen, namelijk door middel van geometrisch-optische beschouwingen, of door uit te gaan van de volledige golfvergelijking.

Geometrisch-optische verklaring

In de geometrisch-optische beschouwingswijze vat men het veld in het ontvangpunt *R* op als de vectorsom van de bijdragen afkomstig van de voortplanting langs elk der oneindig vele stralen die *T* met *R* verbinden. Daar deze stralen onderling zeer weinig in booglengte verschillen, zouden de partiële bijdragen alle ongeveer even groot zijn, wanneer men geen rekening had te houden met de verliezen bij de onderweg plaatshebbende discontinue reflecties tegen het aardoppervlak (voor een bepaalde straal *j* in aantal) en bij de geleidelijke reflecties aan de bovenkant van de tunnel $(j+1$ in aantal). Bij microgolven zijn beide soorten van reflecties bij benadering totaal, doch zij gaan gepaard met een fazeverschuiving van π resp. $-\frac{1}{2}\pi$ radialen (zie boven). Terwijl dientengevolge de amplitude van de partiële bijdragen door de reflecties nauwelijks wordt gewijzigd, zal het onderlinge fazeverschil van de velden behorend bij de opeenvolgende straalwegen (waarbij de parameterwaarden *j* onderling één eenheid verschillen, zie fig. 5) ongeveer $\frac{1}{2}\pi$ worden; het blijkt namelijk dat voor niet zeer korte golven de invloed van de weglengteverschillen slechts van ondergeschikte betekenis is. Bij een dergelijk fazeverschil kan men bij iedere

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

straal een tweede straal vinden met een slechts enkele eenheden verschillende waarde van j (en derhalve nagenoeg dezelfde amplitude), welke tweede straal de eerste nagenoeg uitdooft. Als gevolg van deze interferentiewerking is het resulterende veld slechts zwak. Deze situatie kan alleen doorbroken worden indien de fazeverschillen die van de weglengteverschillen afkomstig zijn, voor een aantal opeenvolgende straalwegen een extrabedrag $\frac{3}{2}\pi$ opleveren, zodat het totale fazeverschil voor een tweetal opeenvolgende stralen hetzelfde effect krijgt als een weglengteverschil van een gehele golflengte. Dit kan zich practisch alleen voordoen bij zeer korte golven, zodat slechts daar een belangrijke veldsterkte kan worden verwacht. Hiermee is het bestaan van een grensfrequentie in principe verklaard.

Volgens het hier beschreven beeld kan men de grensfrequentie berekenen wanneer men een bepaalde functie aanneemt volgens welke de brekingsindex in de tunnel afhangt van de hoogte; deze functie moet men natuurlijk kiezen in overeenstemming met de voorwaarde dat rn naar boven toe afneemt. Aan de hand van een zeer eenvoudig model (r^2n^2 een kwadratische functie van $1/r$) vindt men voor de golflengte λ_0 die bij de grensfrequentie behoort, de uitdrukking:

$$\lambda_0 = \tfrac{4}{3} h_0 \cos \tau_l = \frac{4\sqrt{2}}{3} h_0 \sqrt{\frac{\delta(rn)}{rn}}, \quad . \quad . \quad (3)$$

Hierin is h_0 de hoogte boven het aardoppervlak van de bovenrand van de tunnel, dwz. het niveau waar rn minimaal is (en waartoe dus, volgens de definitie van de grenshoek τ_l, de straal die onder de grenshoek τ_l vertrekt, nadert); $\delta(rn)$ stelt het verschil in de waarden van rn op dit niveau en op het aardoppervlak voor.

De formule (3) verklaart numeriek waardoor de golfpijpwerking bij superrefractie alleen voor zeer korte golven merkbaar is. In de practijk is $\cos \tau_l$ zeer klein en h_0 in de orde van grootte van tientallen of enkele honderden meters, waardoor λ_0 meestal in het gebied van de centimetergolven komt te liggen. De superrefractie is dan ook pas ontdekt tijdens de tweede wereldoorlog, toen voor het eerst op grote schaal centimetergolven werden gebruikt (voor het waarnemen van schepen door middel van radar).

De formule (3) toont ook duidelijk de invloed van de vaagheid der buitenbegrenzing van de tunnel aan, immers deze vaagheid heeft de aanwezigheid van de factor $\cos \tau_l$ tot gevolg, welke factor 1 zou bedragen indien alle omhoog gestuurde stralen op de een of andere wijze zouden worden teruggebogen. Dit laatste is bij benadering het geval bij ionosferische reflecties van lange golven; bij deze kan men de gehele ruimte tussen aarde en bovenrand van de ionosfeer opvatten als een golfpijp waarvan de grensgolflengte volgens (3) ongeveer gelijk is aan de hoogte h_0 van de ionosfeer boven de aarde. Daar deze hoogte van de orde van 100 km is, en dus groter dan alle in de radiopractijk gebezigde golflengten, kan men de voor alle radiofrequenties mogelijk gebleken voortgeleiding van radiogolven door middel van de ionosfeer (afgezien van absorptieverschijnselen) begrijpen.

Golftheoretische verklaring

De golftheoretische behandeling van de voortplanting van radiogolven in de troposfeer, met een brekingsindex die uitsluitend afhangt van de hoogte, komt in het algemeen — dus ook wanneer van superrefractie geen sprake is — op het volgende neer. Men bepaalt van de driedimensionale golfvergelijking die oplossingen welke bestaan uit het product van een functie van r en een functie van ϑ, als r en ϑ de poolcoördinaten zijn met het aardmiddelpunt als oorsprong, in een vlak door de zender; $\vartheta = 0$ kenmerkt de verticaal door de zender (*fig. 6*).

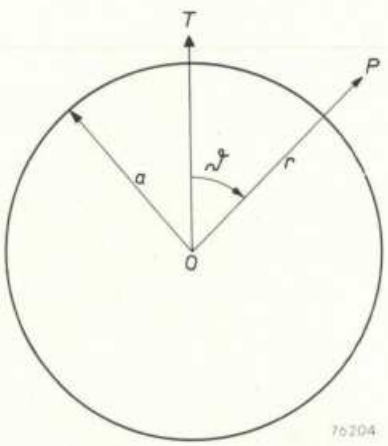


Fig. 6. Poolcoördinaten r en ϑ van een punt P, met het middelpunt O van de aarde als centrum. De hoek ϑ wordt geteld vanaf de verticaal door de zender T.

Uit de oneindig vele oplossingen die men op deze wijze voor een gegeven frequentie vindt, zoekt men diegene uit die in het oneindige nul worden en tevens voldoen aan de randvoorwaarden welke aan het aardoppervlak worden gesteld. De dan overblijvende oplossingen vormen de grondtrillingswijzen (Engels: „modes"), die nog wel oneindig in aantal zijn, doch een discrete verzameling vormen. Elk van deze grondtrillingswijzen representeert een toestand waarbij van buiten af geen energie wordt toegevoerd, doch het veld

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

overal langs de verticaal door de zender oneindig sterk is. Door een juist gekozen combinatie van deze grondtrillingswijzen kan men vervolgens een veld verkrijgen dat nog slechts oneindig sterk is in de puntvormig gedachte zender zelf, terwijl de aldaar optredende singulariteit kan worden gekozen in overeenstemming met de gegevens van de zender (uitgestraald vermogen, stralingsdiagram).

Het bestaan van de grensfrequentie komt thans als volgt naar voren. De van de hoek ϑ afhangende factor van de oplossingen der golfvergelijking is bij benadering evenredig met

$$\frac{e^{\alpha_r \vartheta}}{\sqrt{\sin \vartheta}},$$

waarin α_r voor elke trillingswijze verschillend is. De exponenten α_r zijn in het algemeen complex met een negatief reëel gedeelte, zodat de golffunctie bij toenemende hoekafstand ϑ exponentieel afneemt. Slechts in het geval van superrefractie, en dan nog alleen voor voldoend hoge frequenties, bestaan er één of meer grondtrillingswijzen waarvoor α_r zuiver imaginair wordt en het veld dus niet exponentieel met ϑ afneemt. De grensfrequentie is dan de laagste frequentie waarbij ten minste één dergelijke trillingswijze voorkomt; voor deze trillingswijzen neemt de amplitude van het veld slechts evenredig met $(\sin \vartheta)^{-\frac{1}{2}}$ af, dit is nog langzamer dan bij uitbreiding in vacuo (waarbij het veld omgekeerd evenredig met de afstand afneemt, dwz. voor korte afstanden evenredig met ϑ^{-1}). De tunnelwerking van de superrefractie voor frequenties boven de grensfrequentie kan dus worden verklaard doordat tot het veld trillingswijzen bijdragen met zuiver imaginaire waarden van α_r; deze waarden stellen we $\mathrm{j}\beta_r$.

Een nader onderzoek van de golffuncties van deze laatste trillingswijzen — ieder dus een functie $(\sin \vartheta)^{-\frac{1}{2}} \exp(\mathrm{j}\beta_r \vartheta)$ vermenigvuldigd met een functie van r — leert dat zij geometrisch-optisch beantwoorden aan een systeem van gekromde stralen, die, evenals de stralen van fig. 5, heen- en weergangen maken met afwisselend een discontinue reflectie tegen het aardoppervlak en een geleidelijke reflectie in de troposfeer. Alle stralen behorend tot zulk een trillingswijze blijven bij elkaar en worden uit elkaar verkregen door de gehele kromme over een willekeurige hoek in de ϑ-richting te draaien. Deze stralen zijn dus onderling congruent (*fig. 7*). Voorts kan worden afgeleid dat de hoek $\tau_{a,r}$ die de stralen aan het aardoppervlak met de verticaal maken, wordt gegeven door

$$\sin \tau_{a,r} = \frac{\lambda}{2\pi a} \beta_r \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

De eigenschap dat men dit stralensysteem aan de grondtrillingswijzen met $\alpha_r = \mathrm{j}\beta_r$ toegevoegd kan denken, betekent dat de energie vrijwel onverzwakt langs deze bij elkaar blijvende stralen kan worden voortgeleid, terwijl een dergelijke eenvoudige voorstellingswijze niet mogelijk is als α_r een complexe waarde heeft. In dit laatste geval zal de energie bij voortgaan in de ϑ-richting onderweg divergeren; zij zal gedeeltelijk naar boven „weglekken", dus niet in een laag dicht boven het aardoppervlak geconcentreerd blijven, zoals het geval is als α_r zuiver imaginair is. In de Engelse literatuur worden voor deze twee types van grondtrillingswijzen daarom de namen „leaking modes" en „trapped modes" gebezigd.

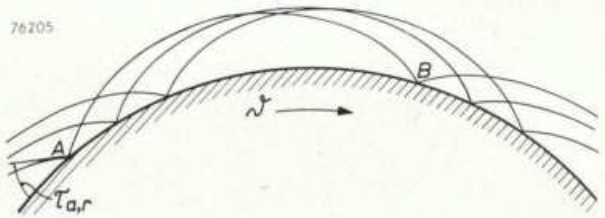


Fig. 7. De stralen die, in het geval van superrefractie, behoren tot één trillingswijze, met $\alpha_r = j\beta_r$ (β_r reëel), kunnen uit elkaar worden verkregen door de gehele kromme die één straal voorstelt, over een willekeurige hoek in de ϑ-richting te draaien. $\tau_{a,r}$ is de hoek met de verticaal aan het aardoppervlak op de plaats van een reflectie tegen de aarde. In de tekening is abusievelijk het complement van deze hoek als $\tau_{a,r}$ aangegeven.

Als voor een „trapped mode" de exponent $\alpha_r = \mathrm{j}\beta_r$ is gegeven, leert (4) dat een systeem van stralen die werkelijk de aarde kunnen bereiken, slechts mogelijk is indien $\lambda < 2\pi a/\beta_r$. Aldus constateert men dat elk van deze trillingswijzen een eigen grensgolflengte heeft, terwijl de algemene grensgolflengte λ_0 dan behoort bij de kleinste waarde van β_r. Het feit dat uit de eis van de randvoorwaarden aan het aardoppervlak volgt dat slechts zeer bepaalde waarden van β_r, en dus van $\tau_{a,r}$, kunnen voorkomen, kan men interpreteren als een quantisering van richtingen bij gegeven frequentie. Men moet deze situatie dus niet verwarren met die van vele andere eigenwaardeproblemen, waarbij onbekende frequenties (en niet onbekende richtingen) door quantisering worden bepaald. De hier bedoelde richtingsquantisering kan ook worden opgevat als gevolg van de eis dat de totale fazeverandering tussen twee overeenkomstige punten, A en B, van een op- en neergaande straalbaan (fig. 7) een veelvoud van 2π radialen bedraagt.

Wanneer we de golftheoretische methode vergelijken met de volledig geometrisch-optische van de vorige paragraaf, kunnen we samenvattend zeggen dat men bij de laatste uitgaat van de zender en de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

door deze uitgestuurde stralen, terwijl men zich pas later, bij het berekenen van de reflectiecoëfficient, om de randvoorwaarden aan het aardoppervlak bekommert. Bij de golftheoretische methode daarentegen vormen deze randvoorwaarden het uitgangspunt, waaruit de grondtrillingswijzen moeten volgen, terwijl men pas later, bij het combineren van deze grondtrillingswijzen, rekening houdt met de zender.

d) Gradientreflecties

De in een vorig hoofdstuk behandelde overgangslagen zijn enigszins vaag gedefinieerd, daar er slechts werd gesproken van een sterke verandering van de brekingsindex over een kort hoogte-interval. Feitelijk kan men iedere oneindig dunne bolschil, tussen de hoogten h en $h + \mathrm{d}h$, beschouwen als een laag waarin n afwijkt van de waarden in de aangrenzende lagen, zodat deze laag kan werken als een partiële reflector, zowel voor van onderen als voor van boven aankomende stralen [9]). Voor een reflectiewerking is slechts nodig dat n in horizontale richting weinig verandert binnen de eerste zone van Fresnel die bij deze reflectie behoort. Overigens zullen deze reflectiewerkingen theoretisch steeds bestaan wanneer de brekingsindex met de hoogte verandert; de gradient van n is dus de oorzaak van deze reflecties, die men daarom wel gradientreflecties noemt. De straal verandert hierbij discontinu van richting (fig. 1*d*), in tegenstelling tot wat het geval is bij geleidelijke ombuiging (fig. 1*b*).

In het veld bij de ontvanger moet men niet alleen een bijdrage verwachten van enkelvoudige gradientreflecties (zoals getekend in fig. 1*d*), maar ook van meervoudige, waarbij de straal enige malen tussen de verschillende bolschillen heen en weer gaat. Overigens zij opgemerkt dat de numerieke betekenis van gradientreflecties in het algemeen nog een onderwerp van discussie vormt.

Het bijzondere van de gradientreflecties is dat zij ook nog zeer ver achter de horizon tot het veld kunnen bijdragen. Immers, het ontvangpunt R kan steeds worden bereikt met behulp van reflecties in het middelloodvlak van de boog TR (fig. 1*d*), mits natuurlijk de afstand TR niet zo groot is dat het reflectiepunt M in een al te ijl gedeelte van de atmosfeer terechtkomt. Het is dan ook begrijpelijk dat men het verschil in veldsterkte dat men vóór de horizon verkrijgt bij een homogene resp. een inhomogene troposfeer (waarin n alleen van de hoogte afhangt), formeel kan toeschrijven aan deze gradientreflecties, zoals is aangetoond door Feinstein [10]).

[9]) H. Bremmer, Physica **15**, 593-608, 1949.
[10]) J. Feinstein, Trans. Inst. Rad. Engrs., Professional Group on Antennas and Propagation, Dec. 1952, blz. 2-13.

Gewoonlijk echter wordt deze verandering van het veld verklaard met de diffractietheorie (zie volgend hoofdstuk).

In het algemeen wordt het resulterende veld van de gradientreflecties sterk gereduceerd door de uitdovende interferentiewerking van de bijdragen der afzonderlijke, oneindig dunne lagen. Deze bijdragen bereiken het ontvangpunt met zeer uiteenlopende fazen. Men neemt hierom aan dat de velden die ver achter de horizon worden waargenomen en te sterk zijn om te kunnen worden verklaard door diffractie, niet afkomstig zijn van gradientreflecties maar van verstrooiing (zie deel II van dit artikel). Men moet hierbij bedenken dat de variaties van de brekingsindex, die in elk geval het sterkst zijn in verticale richting doch in horizontale richtingen ook bestaan, een scherp onderscheid tussen gradientreflecties en verstrooiing moeilijk maken. Het effect van de gradientreflecties wordt in het gebied boven de horizon van de zender geheel overvleugeld door het veld van de boven behandelde normale straalwegen.

e) Velden ontstaand door diffractie

Onder normale omstandigheden (afwezigheid van superrefractie) vindt men het bij de zender behorende horizonpunt als het raakpunt van die straal welke juist de aarde raakt. Deze straal is door de altijd aanwezige refractie enigszins gebogen, en wel gewoonlijk naar beneden, aangezien de brekingsindex normaliter bij nadering tot de aarde toeneemt. De horizon ligt derhalve iets verder weg dan het geval zou zijn in een volmaakt homogene troposfeer. Het gebied voorbij het horizonpunt en onder de aldaar aan de aarde rakende straal is voor geometrisch-optische stralen ontoegankelijk, indien we afzien van gradientreflecties en van de werking van eventuele overgangslagen. Het veld in dit gebied kan dus alleen worden verklaard door diffractie, op dezelfde wijze als dit in de optica geschiedt voor het enigszins doordringen van licht in schaduwgebieden.

Het buigingsveld wordt gewoonlijk onderzocht met behulp van de boven besproken methode van de grondtrillingswijzen. De golffuncties van deze laatste waren evenredig met $(\sin\vartheta)^{-\frac{1}{2}} \exp(\alpha_r\vartheta)$, waarbij alle exponenten α_r een negatief reëel gedeelte $-c_r$ hebben („leaking modes") indien we superrefractie buiten beschouwing laten. De afneming van de golffunctie bij toenemende hoekafstand tot de zender wordt blijkbaar vooral bepaald door de factor $\exp(-c_r\vartheta)$.

De oneindige reeks die het veld weergeeft als combinatie van alle grondtrillingswijzen, convergeert overal, dus ook boven de horizon, hoewel daar

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zeer langzaam. De situatie wordt het eenvoudigst voor dusdanig grote afstanden dat nog slechts de eerste term van de reeks, die bij het kleinste der getallen c_r behoort, van numeriek belang is. Het is dus vooral dit kleinste getal dat de dracht van de zender bepaalt. Voor vele, aan meteorologische gegevens ontleende, modellen voor de wijze waarop n afhangt van de hoogte, heeft men de belangrijkste getallen c_r numeriek bepaald. Een algemene theorie ervoor is gegeven door Pekeris [11]).

Men kan nu de resultaten van de berekeningen voor een bepaald model van de inhomogene troposfeer vergelijken met die voor een homogene. In het laatste geval hangt voor microgolven, bij gegeven bodemgesteldheid, het veld alleen af van de volgende dimensieloze parameters:

$$\frac{D}{a^{\frac{2}{3}}\lambda^{\frac{1}{3}}},\quad \frac{h_1}{a^{\frac{1}{3}}\lambda^{\frac{2}{3}}},\quad \frac{h_2}{a^{\frac{1}{3}}\lambda^{\frac{2}{3}}},\ldots\ldots \quad (5)$$

waarin a de straal van de aarde is en h_1 en h_2 de hoogte van zender resp. ontvanger boven de grond zijn. Wanneer de brekingsindex nabij het aardoppervlak een niet te sterk veranderende gradient vertoont, dan blijkt dat men de uitkomsten voor de inhomogene troposfeer uit die voor de homogene verkrijgt door in de genoemde parameters de werkelijke straal van de aarde te vervangen door de zg. effectieve straal:

$$a_{\text{eff}} = \left[\frac{r\cdot n(r)}{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\{r\cdot n(r)\}}\right]_{r=a} = \frac{a}{1+a\dfrac{n'(a)}{n(a)}}. \quad (6)$$

Gewoonlijk beschrijft men de invloed van deze verandering der parameters (5) aldus dat in de formules voor het veld van de homogene troposfeer de horizontale afstanden D moeten worden vermenigvuldigd met de factor $(a/a_{\text{eff}})^{\frac{2}{3}}$ en de hoogten met de factor $(a/a_{\text{eff}})^{\frac{1}{3}}$. Daar onder normale omstandigheden $n'(a)$ negatief is, wordt $a_{\text{eff}} > a$; de schijnbare afstanden worden dus kleiner dan de werkelijke afstanden. Dit is in overeenstemming met het feit dat bij de gemiddelde atmosferische toestand, en voor zender en ontvanger op de grond, een veld wordt aangetroffen dat op kortere afstand zou bestaan indien de troposfeer homogeen was.

De betekenis van de effectieve aardradius kan geometrisch-optisch aanschouwelijk worden gemaakt door een straal te beschouwen die horizontaal vertrekt uit een punt op de hoogte $h = r - a$. De kromming van de straal in het punt van vertrek blijkt te zijn:

$$\frac{1}{\varrho} = -\frac{n'(r)}{n(r)}.$$

Indien $\varrho = r$ is, heeft de straal dezelfde kromming $1/r$ als de concentrische bol door het vertrekpunt, dwz. de straal „volgt" de kromming van de aarde. Daar in dit geval de straal in het begin dus op gelijke hoogte boven de aarde blijft — evenals zulks zich zou voordoen in een homogene troposfeer boven een vlakke aarde —, is het begrijpelijk dat het veld bij een afwijking van deze eenvoudige toestand vooral afhangt van het verschil der krommingen $1/\varrho$ en $1/r$. Dit verschil is aan het aardoppervlak juist gelijk aan $1/a_{\text{eff}}$, waardoor de belangrijkheid van de parameter a_{eff} duidelijk wordt. Het is begrijpelijk dat bij heuvelachtig terrein de gemiddelde aardkromming $1/r$ nog beter kan worden vervangen door de kromming van een cirkel die het terreinprofiel tussen zender en ontvanger zo goed mogelijk benadert.

Zoals reeds werd opgemerkt, is onder de meeste meteorologische omstandigheden bij toenemende hoogte de afneming van temperatuur en vochtigheid zodanig dat $a_{\text{eff}} > a$ is; veelal is a_{eff} omstreeks $\frac{4}{3}a$. Het kan echter ook voorkomen dat $a_{\text{eff}} < a$ wordt (onderrefractie), in het bijzonder bij laag hangende mist. De voortplantingscondities zijn dan slechter dan in een homogene troposfeer.

Tot slot merken wij nog op dat ook in een niethomogene atmosfeer het passeren van de horizon nimmer gepaard gaat met een abrupt afnemen van de veldsterkte.

Grensgevallen van zeer gunstige voortplantingsomstandigheden

Ter illustratie van de omstandigheden die het voor het radioverkeer zo belangrijke verloop van de brekingsindex bepalen, noemen we enige geïdealiseerde limietgevallen.

In de terminologie van het begrip „effectieve aardradius" wordt superrefractie gekenmerkt door een negatieve waarde van a_{eff}, daar in een tunnel het differentiaalquotient $\partial(rn)/\partial r$ negatief is. De overgang tussen positieve en negatieve waarden van a_{eff} beantwoordt aan $a_{\text{eff}} = \infty$, een toestand waarin het product rn aan het aardoppervlak een extreme waarde heeft. Dicht bij het aardoppervlak verandert rn dan dus weinig; men kan daar eigenschappen verwachten die niet veel verschillen van die van een atmosfeer waarin over de gehele diepte rn een constante waarde heeft.

Men ziet gemakkelijk in dat in een dergelijk medium een bepaalde straalbaan overal één zelfde hoek τ met de verticaal maakt, want dan wordt voldaan aan de baanvergelijking $rn \sin\tau = \text{constant}$ (Snellius). In het bijzonder zal een ergens horizontaal vertrekkende straal onderweg horizontaal blijven

[11]) C. L. Pekeris, J. appl. Physics **17**, 1108-1124, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en theoretisch na een volle omloop om de aarde heen in zijn uitgangspunt terugkomen. In een dergelijk medium zou men dus zijn achterhoofd kunnen zien, indien er geen lichtabsorptie bestond! Fleming heeft indertijd berekend [12]) dat deze toestand (rn = constant) ten naaste bij zou zijn gerealiseerd indien de aarde was omgeven door een isotherme atmosfeer van krypton waarvan de temperatuur en de druk aan het aardoppervlak overeenstemmen met die van de lucht in de werkelijke atmosfeer (in zo'n atmosfeer van krypton verandert de druk natuurlijk op andere wijze met de hoogte dan in de bestaande atmosfeer). Dit illustreert op fraaie wijze hoe ook de moleculaire samenstelling van de atmosfeer betrokken is bij het verloop van de brekingsindex.

De toestand van een constante waarde van het product rn wordt in werkelijkheid benaderd indien superrefractie optreedt, en wel in de omgeving van de bovenkant ($r = r_0$) van de tunnels; immers, zulk een bovenkant wordt gekenmerkt door een minimale waarde van rn. In de buurt van het niveau $r = r_0$ zal rn dus maar weinig veranderen. Het gevolg is dat op dit niveau inderdaad een straal horizontaal kan blijven „zweven" en de aardkromming volgen (straal *1* in fig. 5*a*). Toch is dit niet de gunstigste voorwaarde voor voortplanting over grote afstand, want een straal die het boloppervlak $r = r_0$ onder een kleine hoek verlaat, krijgt een kromming die hem steeds verder van dit boloppervlak verwijdert. Daarentegen zal de straal wel naar dit niveau worden teruggebogen in het tegenovergestelde geval, het geval namelijk van een niveau alwaar rn maximaal is in plaats van minimaal, d.i. aan de onderkant van een „elevated duct" (fig. 5*b*). In dit verband merken we op dat de zo gunstige situatie van een maximum van rn voor acoustische refractie is gerealiseerd in de oceanen op een diepte van ongeveer 1 km, doordat aldaar de brekingsindex (de factor r is daar nauwelijks van belang), onder invloed van de met de diepte afnemende temperatuur en toenemende druk, een maximum doorloopt. In de zg. „Sofar"-techniek maakt men hiervan gebruik om explosies van dieptebommen op dit niveau te registreren met behulp van microfoons, die eveneens op grote diepte zijn aangebracht.

Van de zes karakteristieke mechanismen der golfvoortplanting hebben wij er nu vijf besproken. Op het zesde, de verstrooiing, zullen wij in het tweede deel ingaan.

Samenvatting. Eerste deel van een overzichtsartikel over de huidige kennis van de radio-eigenschappen der troposfeer. De voornaamste physische grootheid die op de voortplanting van electromagnetische golven door de atmosfeer invloed heeft, is de brekingsindex n. Gegeven wordt een formule voor n als functie van de temperatuur en van de partiële druk van de droge lucht en de waterdamp in de atmosfeer, welke formule geldt voor golven langer dan 3 cm. Bij kortere golven treden afwijkingen op als gevolg van absorptie, in de eerste plaats door waterdruppels, en bij golven korter dan 2 cm ook door waterdamp en zuurstof. De verdere beschouwingen zijn beperkt tot golven langer dan 3 cm (en korter dan ca. 10 m).

De schrijver onderscheidt zes geïdealiseerde mogelijkheden — die in allerlei combinaties kunnen voorkomen — waarop een radioverbinding met microgolven tot stand kan komen:

a) langs twee stralen, één rechtstreeks en één aan de aarde gereflecteerd, volgens de optische brekingswet (het normale geval);
b) langs één of enkele stralen via een overgangslaag;
c) langs vele stralen, die zich voortplanten als in een golfpijp (superrefractie);
d) via reflecties veroorzaakt door het continu veranderen van de brekingsindex met de hoogte (gradientreflecties);
e) door stralen waarbij diffractie, en
f) door stralen waarbij verstrooiing in het spel is.

De gevallen (*a*) tot en met (*e*) worden nader beschouwd. Bij (*c*) komt het optreden van een tunnel („duct") ter sprake en wordt het bestaan van een grensfrequentie verklaard. Het geval van verstrooiing (*f*) zal worden behandeld in het tweede deel.

---

[12]) J. A. Fleming, Proc. Phys. Soc. London **26**, 328, 1914.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HET VERVANGINGSSCHEMA VAN EEN GASONTLADINGSLAMP

door C. ZWIKKER *).

621.327.4.012

De gasontladingslamp, als schakelelement beschouwd, verschilt in vele opzichten van andere electrische schakelelementen, o.a. in het niet lineair zijn van de stroomspanningskarakteristiek. Het gedrag van zo'n lamp in een schakeling is dientengevolge vaak moeilijk in detail te voorspellen. Men denkt soms de gasontladingslamp te kunnen vervangen door een simpele weerstand, doch, zoals in dit artikel wordt besproken, kan men hierdoor licht tot verkeerde conclusies gebracht worden. Voor meetdoeleinden kan men toch de weerstand vaak wel behouden, indien men er nog een kleine zelfinductie mee in serie schakelt. Voor berekeningen dient men echter uit te gaan van een meer uitgebreid vervangingsschema, dat de gedragingen van de lamp exact beschrijft.

Het ondubbelzinnig beschrijven van de electrische eigenschappen van een gasontladingslamp, zoals bijv. het gedrag van de lamp in een met wisselspanning gevoede schakeling, leidt tot grote moeilijkheden. In de eerste plaats nl. zijn die eigenschappen afhankelijk van het gebruikte voorschakelapparaat. Men kan dus eigenlijk niet spreken over *de* eigenschappen van de lamp. In de tweede plaats treden er allerlei niet-lineaire verschijnselen op, gevolg van het feit dat het verband tussen stroom door de lamp en spanning over de lamp, de karakteristiek, niet lineair is.

Zoals vanzelf spreekt, heeft men naar middelen omgezien om in de practijk bij de berekening en de meting van installaties waarbij gasontladingslampen te pas komen, enig houvast te hebben. Men pleegt vaak, bijv. bij de beoordeling van voorschakelapparaten, de lamp vervangen te denken door een simpele weerstand. Het zal duidelijk zijn dat dit slechts een zeer ruwe benadering van de werkelijkheid kan zijn. Alvorens nader in te gaan op overwegingen die tot een beter vervangingsschema voor een gasontladingslamp kunnen leiden, willen wij in het kort enkele fundamentele eigenschappen van een gasontlading bespreken [1]).

Fundamentele eigenschappen van de gasontladingslamp

Onder invloed van een electrische ontlading is een gedeelte van de in de lamp aanwezige gasatomen of -moleculen gesplitst in positieve ionen en electronen.

Beschouwen wij eens het gedrag van een enkel electron. Het electron beweegt in het electrische veld, en botst daarbij met atomen en ionen. In een tijdsinterval tussen twee opeenvolgende botsingen verzamelt het een hoeveelheid energie. Deze energiewinst is evenredig met de veldsterkte F en ook met de afgelegde weg, dus met de zg. vrije weglengte, of beter, met de projectie van de vrije weglengte op de veldrichting. Nu is de gemiddelde vrije weglengte omgekeerd evenredig met het aantal deeltjes per ruimte-eenheid, dus met de gasdruk p_0 bij een vaste temperatuur, bijv. 0 °C. De energiewinst tussen twee botsingen is daarom evenredig met het quotient F/p_0.

De kinetische energie van het electron neemt echter niet onbepaald toe; het electron verliest ook telkens weer energie en wel ter gelegenheid van de botsingen met de atomen of met de wand. Als een stationnaire toestand is ingetreden, moet het electron gemiddeld per botsing juist evenveel energie verliezen als het heeft opgenomen tijdens de vlucht. Het energieverlies tijdens de botsing met een atoom kan op twee wijzen geschieden. De botsing met een atoom kan elastisch zijn; dan neemt het atoom een gedeelte van de energie van het electron als kinetische energie over, dwz. het gas wordt warmer. De botsing kan echter ook onelastisch zijn, dwz. het atoom komt in een aangeslagen toestand of wordt misschien zelfs geïoniseerd. In het laatste geval — ionisatie — wordt een nieuw electron aan het „plasma" toegevoegd. Op deze wijze wordt het aantal electronen in de buis op peil gehouden; er gaan immers steeds electronen door recombinatie verloren. De energie van het botsende electron is echter verloren voor het doel waarvoor de mens ze wil gebruiken, nl. als stralingsenergie. Het lot van alle ionen is nl. dat ze door de negatief geladen

*) Thans Directeur van het Nationaal Luchtvaartlaboratorium te Amsterdam; voordien verbonden aan de N.V. Philips te Eindhoven.

[1]) Voor een uitgebreide bespreking van de eigenschappen van gasontladingen, en wel speciaal van die aspecten die op lampen betrekking hebben, verwijzen wij bijv. naar H. B. Dorgelo, Chr. v. Geel en C. J. D. M. Verhagen, Ned. T. Nat. **8**, 437-449 en 453-471, 1941. Voor een meer algemeen overzicht van de fundamentele processen in een gasontlading noemen wij het artikel van M. J. Druyvesteyn en F. M. Penning, Rev. Mod. Phys. **12**, 87-174, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

glaswand worden aangetrokken en zich daar weer verenigen met een electron. De daarbij vrijkomende energie wordt als warmte aan het glas afgestaan. De energie die voor het aanslaan van atomen wordt gebruikt, vervult echter wel een nuttige taak. De aangeslagen atomen keren immers na kortere of langere tijd terug in de grondtoestand en zenden daarbij licht of ultraviolette straling uit.

Het proces (niet de frequentie) van aanslaan en terugkeren is onafhankelijk van de afmetingen van het vat. Het proces van de neutralisatie der ionen aan de wand is echter wel afhankelijk van de buisdiameter en zal des te sneller verlopen, naarmate de buis nauwer is. Men drukt dit uit door te zeggen dat de wandverliezen dan groter zijn. Om het aantal electronen op een stationnair peil te houden, zullen er in een nauwe buis relatief meer ionisaties moeten plaats vinden dan in een wijde. De gemiddelde energie der electronen zal in het eerste geval dus groter moeten zijn, ofwel de veldsterkte zal hoger moeten zijn. Hoe nauwer de buis, hoe sterker het electrisch veld en hoe hoger de lampspanning nodig voor het bereiken van een stabiele toestand, de brandspanning dus. Het zij opgemerkt dat nog andere effecten hierbij een rol spelen, zoals het feit dat de stroomdichtheid in een nauwe buis groter is dan in een wijde.

Of een buis nauw of wijd te noemen is, hangt daarvan af, of de electronen en ionen gemiddeld slechts enkele dan wel vele malen met neutrale atomen botsen alvorens de wand te bereiken, met andere woorden, hangt af van de vrije weglengte van deze deeltjes. De bepalende grootheid hierbij zal zijn de verhouding van de buisstraal R tot de vrije weglengte. Aangezien nu de vrije weglengte, voor ionen zowel als voor electronen, omgekeerd evenredig is met de dichtheid, dus met p_0, is de bepalende grootheid evenredig met Rp_0, en het is dit product dat als de doorslaggevende parameter is te beschouwen voor de grootte van de wandverliezen.

Het feit dat in de stationnaire toestand de aan het veld ontleende energie gelijk moet zijn aan de bij de botsingen met de atomen en met de wand door het electron verloren energie, kan uitgedrukt worden in de formule:

$$F/p_0 = \mathrm{f}(Rp_0) + S,$$

waarin S de bijdrage in deze balans ten gevolge van de uitgestraalde energie in de vorm van licht en warmte aangeeft. S is in zoverre als een constante te beschouwen, dat hij nagenoeg onafhankelijk is van de buisdiameter en van de druk.

Wanneer men nu lampspanningen meet en daaruit door deling door de lamplengte de veldsterkte F bepaalt, dan ziet men, dat bij verschillende keuzen van p_0 en R er inderdaad één functioneel verband als door de formule aangegeven bestaat, zolang wij althans te maken hebben met één bepaald gas of gasmengsel bij een bepaalde temperatuur. In *fig. 1*

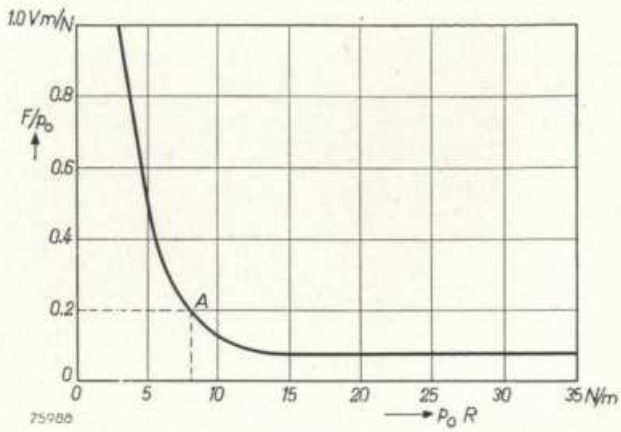


Fig. 1. Verband tussen het product van gasdruk p_0 (gereduceerd op 0 °C) en straal R van de lamp enerzijds, en het quotient van veldsterkte F en gasdruk anderzijds. Voor een gegeven gasmengsel en temperatuur is dit verband ondubbelzinnig. Het werkpunt van de lamp kiest men bij voorkeur in de buurt van het punt A.

is dit verband afgebeeld, zoals het experimenteel is bepaald voor het mengsel van argon en kwik dat in lagedrukfluorescentielampen („TL"-lampen) wordt toegepast. Liet men het argon uit het mengsel weg, dan zou p_0 zo klein zijn dat de wandverliezen onmatig hoog zouden worden. Men noemt daarom het argon het botsingsgas en ter onderscheiding daarvan de kwikdamp het lichtgas. Het is immers begonnen om het door de kwikdamp uitgestraalde ultraviolet van 2537 Å golflengte.

De kromme van fig. 1 is nuttig voor de berekening der lampafmetingen. Men zal het werkpunt van de lamp in de knie van de kromme kiezen. Veel meer naar rechts gaan heeft immers geen zin, omdat de veldsterkte, dus de spanning op de lamp, niet veel meer afneemt bij toenemende R, dus bij toenemend glasgewicht. Veel meer naar links gaan is onvoordelig, omdat bij die kleine R de wandverliezen zo aanzienlijk worden. Heeft men het werkpunt gekozen, dan kan men een van de drie grootheden p, R of F naar believen variëren, de beide andere liggen dan vast. Het werkpunt kan bijv. zijn (A in fig. 1): $p_0R = 8$ N/m, $F/p_0 = 0{,}2$ Vm/N; kiezen wij nu $R = 0{,}02$ m, dan is $p_0 = 400$ N/m², $F = 80$ V/m [2]).

[2]) De druk is uitgedrukt in newton per m², de eenheid van de druk in het meter-kilogram-seconde stelsel: 1 N/m² is nagenoeg gelijk aan 10^{-5} atmosfeer; 133 N/m² is ongeveer 1 mm Hg.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Karakteristiek van een gasontladingslamp

Het zal de lezer misschien opgevallen zijn dat bij deze beschouwing van het gasontladingsmechanisme het aantal electronen geen directe rol speelde. Het aantal lopende electronen, dus de stroomsterkte door de lamp, wordt bepaald door het in in serie met de lamp geschakelde voorschakelapparaat. Op de waarde van de veldsterkte F, dus van de lampspanning, heeft dit aantal geen invloed: wij hebben hierboven voor F een verband afgeleid waaraan door elk individueel electron moet worden voldaan, zonder dat de andere electronen daarop invloed hebben. In het kader van deze beschouwingen is dus de lampspanning onafhankelijk van de stroom: de karakteristiek van de gasontladingslamp is een rechte evenwijdig aan de stroomas.

Eerst bij een diepergaande beschouwing vinden wij een kleine invloed van de stroom op de brandspanning van de lamp. Bij grotere stroomsterkte, dus bij grotere electronendichtheid, hebben de aangeslagen atomen minder tijd om naar de grondtoestand terug te keren, voordat ze opnieuw met een electron botsen. Er is dus een grotere kans dat ze door een tweede botsing in een hogere aangeslagen toestand worden gebracht of zelfs geïoniseerd, ook al beschikt het tweede botsende electron niet zelf over de gehele ionisatie-energie. De ionisatie wordt aldus gemakkelijker gemaakt en er komen meer ladingsdragers. Dit uit zich in een verlaging van de lampspanning, nodig om de ontlading in stand te houden. De karakteristiek vertoont dus enigszins een tendentie tot dalen.

Deze vorm van de karakteristiek heeft het gewichtige gevolg dat de lamp zonder voorschakelapparaat niet stabiel kan branden, dit zou slechts mogelijk zijn bij een in voldoende mate oplopende karakteristiek. Het zou ons te ver voeren de diepere oorzaak van dit verschijnsel te behandelen, wij verwijzen hiervoor naar een artikel [3]) over het stabiliteitsprobleem bij gasontladingen.

In hetgeen volgt, zullen wij steeds de noodzaak van een stabilisatie-element als een weerstand of een smoorspoel, al of niet gecombineerd met een condensator, aannemen. Wij zullen echter voor het gemak veronderstellen dat de brandspanning onafhankelijk is van de stroom.

Zoals reeds opgemerkt, hangen de eigenschappen van een gasontladingslamp af van het gebruikte voorschakelapparaat. Dit geldt ook voor de karakteristiek. Willen wij toch van *de* karakteristiek spreken, dan verstaan wij daaronder de gelijkstroomkarakteristiek; bij gebruik van gelijkstroom komt alleen een weerstand in aanmerking als voorschakelapparaat. Maar ook dan nog is de karakteristiek afhankelijk van de temperatuur van de omgeving, die in belangrijke mate de temperatuur van de lamp bepaalt, en mag de meting eerst uitgevoerd worden na een voldoend lange tijd, zodat de lamp in een stationnaire toestand is gekomen.

[3]) F. M. Penning, Phys. Z. **33**, 816-822, 1932.

Werken op wisselstroom; vervangingsschema

Wij beschouwen nu het geval dat de lamp gevoed wordt met wisselstroom van 50 Hz. De spanning op de lamp, v_{arc}, varieert dan in eerste benadering zoals in *fig. 2* is aangegeven: de spanning wisselt elke halve periode van teken en is dan gedurende

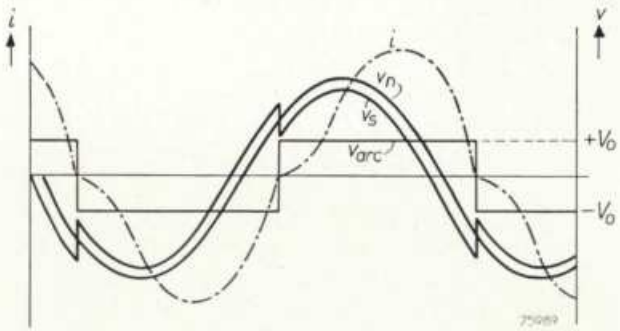


Fig. 2. Vorm van de diverse stroom- en spanningskrommen bij een gasontladingsbuis: v_n netspanning, v_{arc} lampspanning, die discontinu varieert tussen $-V_0$ en $+V_0$, v_s spanning over de smoorspoel, i stroom door de lamp.

de halve periode constant. Wij nemen hierbij stilzwijgend aan dat de tijd nodig voor het instellen van een stationnaire toestand zeer klein is ten opzichte van een halve periode. Dat dit in werkelijkheid niet helemaal waar is, heeft bepaalde gevolgen, bijv. voor de herontsteking bij het omkeren van de stroomrichting. Maar voor onze verdere beschouwingen is deze verfijning niet belangrijk. De lampspanning springt dus gedurende het branden discontinu van een positieve op een negatieve waarde en omgekeerd; de amplitude van deze kanteelspanning zij V_0. De sprongen treden op telkens als de stroom i door nul gaat (zie fig. 2). Wij veronderstellen verder dat de lamp gestabiliseerd is door een verliesvrije smoorspoel met constante zelfinductie L. Op elk tijdstip t geldt dan, als v_n de netspanning voorstelt:

$$v_n = v_{arc} + L\frac{di}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Als v_n zuiver sinusvormig varieert, moet de spanning over de smoorspoel, $v_s = L\,di/dt$, dezelfde discontinuïteiten, zij het met tegengesteld teken, vertonen als v_{arc}. In fig. 2 is ook deze spanning aangegeven. Een discontuïteit in di/dt betekent echter een knik in de kromme die i als functie van t weergeeft. De i-kromme bevat dus knikken juist

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

op de ogenblikken dat zij de horizontale as snijdt. Een dergelijke stroomvorm is inderdaad door metingen bevestigd [4]). Ze wijkt af van de zuivere sinusvorm, de stroom bevat dus harmonischen.

Het gedrag van de lamp kan geheel worden nagegaan door het analyseren van de oplossing van de differentiaalvergelijking (1). In dit artikel zullen wij echter een andere, meer aanschouwelijke weg volgen.

Wij kunnen de lamp in de schakeling beschouwen als aequivalent met een electromotorische kracht waarvan de waarde discontinu heen en weer springt tussen $+V_0$ en $-V_0$. Deze spanningsvorm, waarvan de wetenschappelijke naam luidt signumfunctie (sgn ωt, waarin ω de hoekfrequentie van de netspanning voorstelt), kan ontleed worden in een Fourier-reeks, als volgt:

$$v_{arc} = V_0 \operatorname{sgn} \omega t = \frac{4}{\pi} V_0 (\sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \frac{1}{5} \sin 5\omega t + \ldots). \quad (2)$$

Het vervangingsschema van de lamp wordt dus gevormd door een aantal in serie geschakelde wisselspanningsgeneratoren met de hoekfrequenties ω, 3ω, 5ω enz., die een spanning leveren met resp. de amplitudes: $V_1 = 4V_0/\pi$, $V_3 = 4V_0/3\pi$, $V_5 = 4V_0/5\pi$, enz. Omdat de klemspanning van de lamp verondersteld werd niet van de stroom af te hangen, moeten deze spanningsgeneratoren worden beschouwd als vrij van inwendige weerstand. Tussen de generatoren bestaan ook zekere fazerelaties: telkens als de totale lampspanning een discontinuïteit vertoont, gaan alle deelspanningen door nul.

In de praktijk spelen de termen met sin $5\omega t$ en alle hogere geen rol meer, enerzijds door het optreden van de coëfficienten $\frac{1}{5}$, $\frac{1}{7}$, ..., anderzijds doordat de gebruikte signumfunctie slechts een idealisatie is van de werkelijk optredende spanningskromme. Deze laatste heeft enigszins afgeronde hoeken, en bevat daardoor de hogere harmonischen in mindere mate dan door formule (2) wordt uitgedrukt. Wij beperken ons daarom tot de beide eerste termen: het vervangingsschema van de lamp is dus een serieschakeling van twee wisselspanningsgeneratoren, met de frequenties ω en 3ω.

Uit formule (2) volgt dat de tweede harmonische en in het algemeen alle even harmonischen niet in de lampspanning voorkomen. Dat zij het in de practijk toch doen, zij het in geringe mate, ligt aan een asymmetrie van de lamp (kathodes niet gelijkwaardig). Deze asymmetrie wordt meer uitgesproken als de lamp het einde van haar levensduur nadert.

[4]) Zie bijv. de oscillogrammen afgebeeld in het artikel van E. G. Dorgelo, Philips techn. T. **2**, 103-109, 1937.

Berekening van de stroom door de lamp

Wij zullen nu, uitgaande van dit vervangingsschema, enkele eenvoudige berekeningen uitvoeren over de vorm van de stroomkromme in fig. 1, en wel zullen wij speciaal de grondterm en de derde harmonische van deze stroom onderzoeken. Dit is voor de practijk van belang; het is gewenst dat in de schakeling waarin de lamp zich bevindt, een zo zwak mogelijke derde harmonische wordt opgewekt, daar door zulk een vervorming de economie van de electriciteitsbedrijven ongunstig wordt beïnvloed.

De grondterm

Wij kunnen ook van de stroom door de lamp een Fourieranalyse maken. De component i_1 met de frequentie ω maakt verreweg het grootste gedeelte van de stroom door de lamp uit (zoals uit fig. 2 is af te leiden). In eerste benadering zien wij geheel van alle hogere componenten af en laten in overeenstemming hiermee de index 1 weg. We veronderstellen vervolgens dat de grondterm in faze is met de kanteelspanning v_{arc}. Aan het eind van dit artikel zullen wij een betere benadering bespreken.

De grondterm i laat zich op de gebruikelijke wijze, tezamen met de netspanning v_n en de component v_1 van de lampspanning met frequentie ω, in een vectordiagram uitzetten, daar al deze grootheden variëren met dezelfde frequentie ω. *Fig. 3* stelt dit

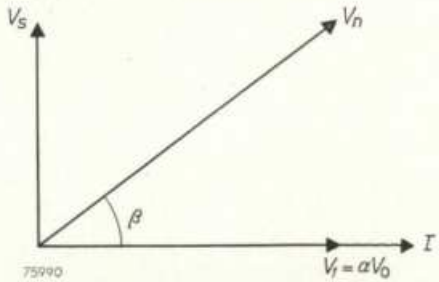


Fig. 3. Vectordiagrammen van de effectieve waarden (door hoofdletters aangegeven) van de stromen en spanningen door de lamp en de voorschakelsmoorspoel. V_1 is de Fouriercomponent met frequentie ω van de lampspanning v_{arc}. Zij is gelijk aan αV_0, als α de vervormingsfactor is.

vectordiagram voor de effectieve waarden der diverse grootheden, aangegeven door hoofdletters, voor. De effectieve waarde V_1 van de spanning v_1 is geschreven als αV_0; ze volgt uit de topwaarde $4V_0/\pi$ (vgl. formule (2)) door deling door $\sqrt{2}$, zodat klaarblijkelijk $\alpha = 4/\pi\sqrt{2} = 0{,}90$. Tevens is de spanning over de smoorspoel, $V_s = I\omega L$, ingetekend. De

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stroom I is, zoals verondersteld, in eerste benadering in faze met V_1, de netspanning V_n is een hoek β in faze verschoven ten opzichte van de stroom. De spanning over de smoorspoel verschilt uit de aard der zaak $\pi/2$ in faze met de stroom.

Het vermogen dat door de lamp wordt opgenomen, is (daar I en V_1 in faze zijn) in de gevolgde benadering gelijk aan $\alpha V_0 I$. Men noemt α de vervormingsfactor van de lamp. α is kleiner dan 1 doordat stroom- en spanningskromme in vorm van elkaar afwijken, en niet doordat er een fazeverschil zou bestaan, want dat is in de gevolgde benadering niet het geval.

Hoewel het enige juiste vervangingsschema van een gasontladingslamp slechts is de genoemde serieschakeling van spanningsgeneratoren, is het voor practische doeleinden toch van groot nut, de beschikking te hebben over een meer hanteerbaar vervangingselement, waaraan metingen kunnen worden verricht. Dit zal bijv. toepassing kunnen vinden bij het controleren van voorschakelapparaten.

Naar aanleiding van de boven gegeven beschouwing tracht men soms dit doel te verwezenlijken door de lamp te vervangen door een eenvoudige weerstand ϱ, ter grootte van

$$\varrho = \alpha V_0 / I. \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

Zulk een weerstand immers neemt het vermogen $\alpha V_0 I$ op. Het is duidelijk dat men, door zo te handelen, willens en wetens afziet van de aanwezigheid van harmonischen in de lampstroom. De waarde van de vervangingsweerstand hangt af van de stroom die men van plan is door de lamp te laten vloeien; het woord „vervangingsweerstand" moet dan ook met grote voorzichtigheid gehanteerd worden.

Uit fig. 3 lezen wij af:

$$I = \frac{\alpha V_0}{\omega L} \operatorname{tg} \beta.$$

Men kiest om diverse, hier niet nader uiteen te zetten, redenen $\beta = 60°$. Dit wordt bereikt door een geschikte keuze van V_0, dus van de lampafmetingen ($\cos \beta = \alpha V_0 / V_n$). Er geldt dan:

$$I = \sqrt{3} \frac{\alpha V_0}{\omega L}. \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Ook tussen de netspanning en de netstroom, die hier dezelfde is als de stroom door de lamp, zal een fazeverschil van 60° optreden; men kan dit compenseren door een condensator met capaciteit C over het net te plaatsen (*fig. 4*). In *fig. 5* is het vectordiagram van de effectieve waarden van de dan optredende stromen en spanningen getekend. De condensator moet een zodanige stroom opnemen dat de stroom door condensator en lamp samen in faze is met de netspanning. Uit fig. 5 leest men af dat, als $\beta = 60°$, dan voldaan moet zijn aan:

$$V_n \omega C = \frac{\sqrt{3}}{2} I, \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

of, wegens (4):

$$\omega C = \frac{3}{4\omega L}. \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

De waarde van C is dus, hetzij uit de stroom door de lamp, hetzij uit de zelfinductie van de voorschakelsmoorspoel, te berekenen.

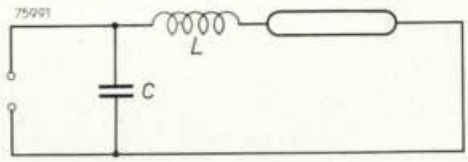


Fig. 4. Schakeling ter compensatie van de fazeverschuiving tussen netspanning en stroom door de lamp. De compensatie wordt tot stand gebracht door de condensator C geschikt te kiezen.

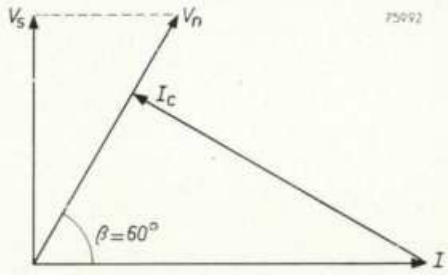


Fig. 5. Vectordiagram behorende bij de schakeling van fig. 4. I_c is de effectieve waarde van de stroom door de condensator. I_c en I samen moeten in faze zijn met de netspanning V_n.

De derde harmonische

Het vervangingsschema van de lamp bevat ook een e.m.k. van de hoekfrequentie 3ω, met een topwaarde $4V_0/3\pi$, en ook deze spanningsgenerator zendt stromen door de lamp en de schakeling, nu van hoekfrequentie 3ω. Deze stromen worden gesuperponeerd op de stroom, veroorzaakt door de e.m.k. met hoekfrequentie ω. Er bestaat een fazerelatie, die echter afhangt van het gebruikte voorschakelapparaat: deze fazerelatie tussen de stromen wordt bepaald door de reeds gememoreerde fazerelatie tussen de spanningen en de in de schakeling aanwezige zelfinducties en capaciteiten.

Beschouwen wij eens het eenvoudige geval dat geen derde harmonische in de netspanning aanwezig is, en dat als stabilisatie-element van de lamp weer een ideale zelfinductie L is genomen. De

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

effectieve waarde van de component van de stroom met hoekfrequentie 3ω is dan:

$$I_3 = {}^1/_2\sqrt{2}\cdot\frac{4}{3\pi}V_0/3\omega L = \frac{a}{9}\frac{V_0}{\omega L}, \quad . \quad (7)$$

waarin wij weer de vervormingsfactor a hebben ingevoerd.

Vergelijking met (4) levert voor de verhouding van derde harmonische tot grondstroom in dit geval:

$$I_3/I = \frac{1}{9\sqrt{3}} \approx 0{,}06. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

In woorden: de stroom door de lamp bevat ca. 6% derde harmonische. Onze hierboven gevolgde methode, de stroom door de lamp in eerste benadering geheel te beschrijven door de grondterm, blijkt dus inderdaad geoorloofd te zijn geweest.

Invloed van de lampschakeling op de derde harmonische

De mate waarin een gasontladingslamp een derde harmonische opwekt in de netstroom, dwz. vervorming veroorzaakt, blijkt sterk van de gebruikte schakeling af te hangen. Wij zullen hier enkele voorbeelden van geven.

In plaats van een inductief wordt vaak een capacitief voorschakelapparaat gebruikt. Dit laatste bestaat uit een smoorspoel met zelfinductie L in serie met een condensator met zodanige capaciteit C dat zijn reactantie bij de frequentie ω gelijk is aan $-2j\omega L$, dus $C = 1/2\omega^2 L$. De absolute waarde van de totale impedantie voor de grondstroom is dan weer ωL, de impedantie is nu echter capacitief. Het voordeel van zulk een schakelingsmogelijkheid ligt voor de hand. In een groepsschakeling waar een gedeelte van de lampen capacitief, een gedeelte inductief is geschakeld, kan men op deze wijze zonder correctiecondensatoren het fazeverschil tussen netspanning en grondstroom door het net tot nul reduceren.

Voor de derde harmonische is de impedantie van de serieschakeling van C en L in absolute waarde gelijk aan:

$$|Z_3| = 3\omega L - \frac{1}{3\omega C} = 7\omega L/3,$$

en heeft een inductiekarakter. De derde harmonische stroom bedraagt in dit geval

$$I_3 = {}^1/_2\sqrt{2}\cdot\frac{4}{3\pi}\cdot\frac{V_0}{7\omega L/3} = \frac{1}{7\sqrt{3}}I,$$

dus ca. 8% van de grondstroom.

Een speciaal geval van de bovengenoemde combinatie van capacitieve en inductieve schakeling is de „tulamp"schakeling (*fig. 6*) — het woord „tulamp" is afgeleid van het Engelse two lamp. Ook hier is weer, dank zij de keuze van C, de grondstroom door het net in faze met de netspanning. Daar de grondstromen door de twee takken $2\pi/3$ in faze verschillen, zijn de derde harmonischen door

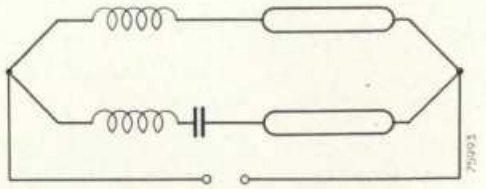


Fig. 6. „Tulamp"-schakeling. De waarde van de zelfinductie is in beide takken dezelfde, de capaciteit is zo gekozen dat de impedantie van de capacitieve tak tegengesteld gelijk is aan die van de inductieve tak. Dan wordt bereikt dat de totale stroom door het aggregaat in faze is met de netspanning.

beide takken in faze. Een reductie van de derde harmonische in de netstroom wordt door deze schakeling dus niet verkregen.

Door een andere schakelwijze kan men echter wel bereiken dat de derde harmonische in de netstroom wegvalt, ook als er maar één lamp aanwezig is. Kiezen we in de schakeling van *fig. 7* de condensator en de smoorspoel zodanig dat $3\omega C = 1/3\omega L$, dan gaat er geen stroomcomponent met frequentie 3ω door het net. Voor deze frequentie is het net nl. kortgesloten. Door de lamp loopt de derde harmonische echter in volle sterkte.

Als laatste voorbeeld voor de typische invloed die de schakeling heeft op de mate van vervorming in de stroom zij de sterschakeling van *fig. 8* genoemd.

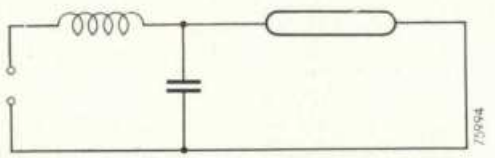


Fig. 7. Ter illustratie van het verschil in derde harmonische in de netstroom en in de lampstroom. Het net is kortgesloten voor stromen met frequentie 3ω, door de lamp loopt de volle derde harmonische.

De drie grondstromen zijn $2\pi/3$ in faze verschoven, de derde harmonischen zullen in faze zijn indien er een „nulleider" aanwezig is. In dat geval loopt door de „nulleider" een drievoudige derde harmonische. Bij afwezigheid van een „nulleider" echter kunnen de derde harmonischen geen eindige waarden hebben; door de lampen lopen dan geen stromen met de frequentie 3ω.

Vertoont de netspanning zelf ook reeds een derde harmonische — en dat is op werkdagen in de regel het geval — dan kunnen de meest gevarieerde toe-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

standen optreden. Het is daarom helemaal niet zeker dat de derde harmonische, zoals die onder ideale condities met een bepaalde schakeling wordt gevonden, bij gebruik van dezelfde schakeling ook in de practijk zal optreden.

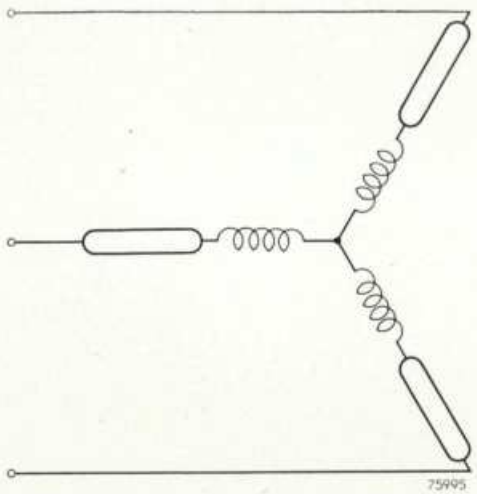


Fig. 8. Sterschakeling van drie „TL"-lampen met hun voorschakelapparaten.

Vervorming veroorzaakt buiten de lamp

De belangrijke vraag naar de vervorming, i.c. de derde harmonische die een gasontladingslamp in haar schakeling levert, is nog slechts gedeeltelijk beantwoord. Om de door een bepaalde installatie van lampen en voorschakelapparaten geleverde bijdrage tot de derde harmonische in het net te kunnen schatten, moeten wij ook de door de voorschakelapparaten zelf, dus in het algemeen door de smoorspoelen, veroorzaakte vervorming in aanmerking nemen. Deze komt tot stand doordat het ijzer in de smoorspoelen steeds een gekromde B-H-karakteristiek bezit — de magnetische inductie B raakt verzadigd als de veldsterkte H, dus de stroom door de smoorspoel, een aanmerkelijke waarde bereikt. De afwijking van de ideale lineaire karakteristiek is het grootst als de stroom door lamp en spoel maximaal is. De magnetische inductie varieert daardoor met de tijd niet als een zuivere sinusfunctie, ook al ware de stroom zuiver sinusvormig. De derde harmonische i_3' opgewekt in de spoel, is evenredig aan de afgeleide van de derde harmonische in de Fourier-ontwikkeling van het verloop van de magnetische inductie met de tijd. Daar deze afgeleide uiteraard juist nul is als B zelf maximaal is, zal i_3' juist gelijk zijn aan nul als de stroom i door lamp en spoel maximaal is. Zoals we gezien hebben, is de derde harmonische i_3, opgewekt door de lamp, dan juist maximaal. De totale derde harmonische stroom zal dus in goede benadering gelijk zijn aan $\sqrt{i_3^2 + i'^2_3}$.

Wij zagen al dat i_3 gewoonlijk ongeveer 6 à 8% bedraagt van de grondstroom i. Het heeft niet veel zin de smoorspoel zo gunstig te construeren (dwz. B_{max} zo laag te kiezen, dus de smoorspoel zo groot te maken), dat i_3' veel minder dan 7% van i bedraagt. Maakt men i_3' gelijk aan i_3, dan wordt de totale derde harmonische gelijk aan 10% van de grondstroom. Dit percentage wordt inderdaad aan de gebruikelijke installaties gemeten.

Verbeterd practisch vervangingsschema

Beschouwen wij tot slot nog eens wat nader het geval dat een ideale smoorspoel als stabilisatie-element is gebezigd. In *fig. 9* zijn de stroomcomponent i_1 van frequentie ω en de derde harmonische i_3 door de lamp, met hun fazerelaties weergegeven. Stellen wij i_1 en i_3 samen tot i, dan ontstaat een stroomprofiel dat al enigszins gelijkt op dat van fig. 2, en wel in zoverre dat het maximum rechts van het midden ligt.

Bekijken wij de figuur nauwkeuriger, dan zien wij dat de stroom $i = i_1 + i_3$ eerder door nul gaat dan i_1, en wel ongeveer daar waar i_1 absoluut genomen even groot is als de topwaarde van i_3. Noemen wij de fazeverschuivingshoek die hiermee correspondeert, Ψ, dan is

$$\sin \Psi \approx \Psi \approx \frac{I_3}{I} = \frac{1}{9\sqrt{3}} \text{ radialen.}$$

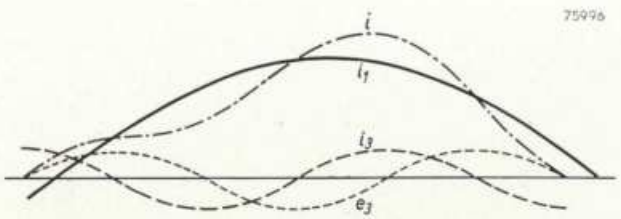


Fig. 9. Samenstelling van de grondterm i_1 en de derde harmonische i_3 tot i laat zien dat er een klein fazeverschil bestaat tussen de grondstroom i_1, die in eerste benadering als de totale lampstroom was aangenomen, en de werkelijke stroom, waarvoor i al een goede benadering vormt (vgl. fig. 2). De wisselspanning e_3 die geleverd wordt door de generator met frequentie 3ω in het vervangingsschema gaat nagenoeg tegelijk met de totale stroom i door nul. Bij gebruik van een inductief voorschakelapparaat is dus i_3 nagenoeg 90° in faze verschoven ten opzichte van i.

Wij kunnen nu de berekening van de stroom door de lamp herhalen, rekening houdend met deze fazeverschuvinig, en zo tot een betere benadering komen. Daartoe moeten wij in fig. 3 de vector I vervangen door I_1, die een hoekje $\Psi = 1/9\sqrt{3}$ met V_1 maakt, zodat $V_s = I_1\omega L$ niet meer loodrecht op V_1 komt te staan (*fig. 10*). Aangezien i_1 later door nul gaat dan i, is I_1 in faze iets bij V_1 achter, en het is daarom in tweede benadering juister als vervangingselement voor de lamp niet te nemen de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zuivere weerstand $\varrho = aV_0/I$ (formule (3)), maar hiermee in serie een kleine zelfinductie λ te plaatsen, zodanig dat $\omega\lambda/\varrho = 1/9\sqrt{3}$, of wel

$$\lambda = 0{,}06\,\frac{V_0}{\omega I}.$$

Een dergelijke serieschakeling van weerstand en zelfinductie kan inderdaad in vele gevallen een geschikt vervangingsschema voor een gasontladingslamp betekenen, zoals in de practijk is ondervonden.

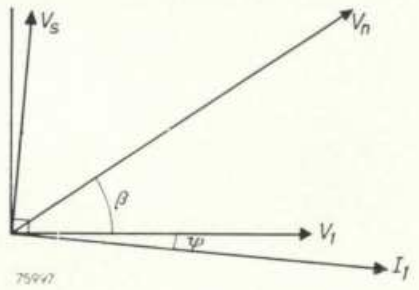


Fig. 10. Vectordiagram van de effectieve waarden van de stromen en spanningen in een gasontladingslamp, als de invloed van de derde harmonische in aanmerking wordt genomen.

Het is echter nog steeds een surrogaat, hetgeen al blijkt uit het feit dat zowel ϱ als λ afhangen van de stroom die door de lamp zal moeten lopen.

Samenvatting. Na een korte inleiding over de eigenschappen van gasontladingen in het algemeen, wordt de karakteristiek van een gasontladingslamp besproken. Als zulk een lamp op wisselspanning is aangesloten, springt in eerste benadering de lampspanning discontinu van een positieve op een negatieve waarde en omgekeerd: de lampspaninng is dus voor te stellen door een signumfunctie. Het gevolg hiervan is dat in de lampstroom componenten van hogere frequenties, dus hogere harmonischen, zullen voorkomen. Het vervangingsschema van de lamp is, o.a. door de niet-lineariteit van de karakteristiek, niet uit weerstanden en andere lineaire elementen op te bouwen; het kan alleen worden voorgesteld door een serieschakeling van wisselspanningsgeneratoren met resp. de netfrequentie ω, 3ω, 5ω enz. Aan de hand van dit vervangingsschema worden de grondterm en de derde harmonische van de lampstroom in eerste benadering berekend. Het blijkt dat een gasontladingslamp een derde harmonische ter grootte van 6 à 8 % van de grondterm veroorzaakt. Hoeveel hiervan aan het net wordt afgegeven hangt nog af van de schakeling waarin de lamp wordt gebruikt. Tot slot wordt in tweede benadering de stroom door de lamp geanalyseerd, waarbij blijkt dat een „surrogaat" voor het vervangingsschema, bestaande uit een serieschakeling van een weerstand en een kleine zelfinductie, voor de practijk goede diensten kan bewijzen.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2026*: G.W. Rathenau: Etude des phénomènes de récristallisation par microscopie électronique à émission (Revue Métallurgie **48**, 923-928, 1951, No. 12).

Beschrijving van een studie van kristalgroei door middel van een emissie-electronenmicroscoop. In het bijzonder worden resultaten vermeld die verkregen werden bij gewalste midzijds kubische nikkelijzerlegeringen, die na sterk walsen en rekristalliserend gloeien een kubische structuur vertonen met de (001) vlakken evenwijdig aan het walsvlak en de [100] richting evenwijdig aan de walsrichting. Het bleek dat in het algemeen de kristalgrenzen met de grootste grensvlakenergie zich verplaatsen. Vermoedelijk zijn, na de primaire rekristallisatie, grote kristallen in de gunstigste condities om verder te groeien.

Zie ook No. **1986**.

2027: G. D. Rieck en J. M. Stevels: The influence of some metal ions on the devitrification of glasses (J. Soc. Glass Tech. **35**, 284-288, 1951, No. 167).

Met behulp van röntgendiffractie werd de kristallisatie bij 1200 °C bestudeerd van glazen die ongeveer 95 mol % SiO_2 bevatten en ongeveer 5 mol % Li_2O, Na_2O, K_2O, BeO, MgO, CaO, BaO of ZnO. De eenwaardige ionen blijken de vorming van tridymiet uit aanvankelijk gevormd cristobaliet te bevorderen. De glazen met tweewaardige ionen ontglazen door vorming van cristobaliet. Bij een aantal der genoemde ionen verloopt de kristallisatie aldus dat aanvankelijk kwarts wordt gevormd. Vermoedelijk is dit een gevolg van directe invloed van deze ionen op het glas en niet van een indirecte invloed op de transformatie van diverse kristalvormen in elkaar.

2028: W. Six: Het gebruik van koude-kathodebuizen als schakelelement (T. Ned. Radiogenootsch. **17**, 17-32, 1952, No. 1).

De aandacht wordt gevestigd op het feit dat vrijwel alle schakelingen die met electromechanische middelen, zoals relais en schakelaars, kunnen worden opgebouwd, ook met electronische hulpmiddelen kunnen worden gerealiseerd. In het bijzonder wordt een gasontladingsbuisje met koude kathode beschreven, dat als electrische schakelaar kan worden gebruikt. Voorbeelden worden gegeven van electronische schakelingen voor telefonie, nl. relaisschakelingen, tel- en kiesschakelingen, registers, schakelingen voor het maken van spreek-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verbindingen en voor de bezet-test en blokkering (zie ook De Ingenieur **63**, E 50, 1951).

2029: M. Travnicek, F. A. Kröger, Th. P. J. Botden en P. Zalm: The luminescence of basic magnesium arsenate activated by manganese (Physica **18**, 33-42, 1952, No. 1).

In het systeem $MgO\text{-}As_2O_5$ bestaat een verbinding met de samenstelling 6 $MgO\text{-}As_2O_5$. Toevoeging van een kleine hoeveelheid mangaan aan dit systeem veroorzaakt fluorescentie onder invloed van kathodestralen of bestraling met ultraviolet. De ligging van de emissieband hangt af van de waardigheid van het mangaan. Tweewaardig mangaan veroorzaakt fluorescentie in een brede band in het groen, met een maximum bij 5050 Å. Vierwaardig mangaan veroorzaakt een rode fluorescentie in een vijftal smalle banden bij 6200 Å, 6300 Å, 6400 Å, 6500 Å en 6580 Å. Beide emissies nemen na beëindiging der bestraling exponentieel met de tijd af. De afvalconstante is 130 sec^{-1} voor de groene band en 360 sec^{-1} voor de rode banden. Voor de rode luminescentie werden de spectrale verdelingen van absorptie en aanslag bestudeerd, alsmede het emissiespectrum en de invloed van de temperatuur op het rendement en op de afvalconstante. Het verband tussen de laatste twee grootheden werd quantitatief nagegaan.

R 193: F. A. Kröger, A. Bril en J. A. M. Dikhoff: A single component white luminescent screen for television tubes (Philips Res. Rep. **7**, 241-250, 1952, No. 4).

Beschrijving van een nieuwe fosfor (luminofoor), nl. zinkcadmiumsulfide met zilver en goud geactiveerd en met toevoeging van aluminium terwille van het ladingsevenwicht. Deze stof vertoont een krachtige witte fluorescentie bij bestraling door ultraviolette stralen, kathodestralen en röntgenstralen en kan daarom gebruikt worden voor het verkrijgen van een wit beeld in televisiebuizen, hetgeen anders slechts door het gebruik van een mengsel van verschillende kleuren uitzendende luminoforen te bereiken is. Het rendement en de stroomverzadiging zijn vergelijkbaar met die van normale sulfidemengsels.

R 194: K. S. Knol en G. Diemer: High-frequency diode admittance with retarding direct-current field (Philips Res. Rep. **7**, 251-258, 1952, No. 4).

Uitgaande van een lineaire veldverdeling wordt een theorie ontwikkeld voor de admittantie van een planparallelle diode met negatieve anodespanning. De bijdragen van terugkerende electronen (totale-emissie-admittantie) en van electronen die de anode bereiken (exponentiële admittantie) worden afzonderlijk behandeld. De theorie geeft de experimentele resultaten qualitatief behoorlijk weer.

R 195: B. D. H. Tellegen: A general network theorem, with applications (Philips Res. Rep. **7**, 259-269, 1952, No. 4).

Bewezen wordt dat, indien in een netwerkconfiguratie de takstromen i en de takspanningen v voldoen aan de voorwaarden $\Sigma i = 0$ in de knooppunten, resp. $\Sigma v = 0$ in de mazen, de grootheid Σiv, gesommeerd over de takken, nul is. Met behulp van dit theorema kunnen het energietheorema en de reciprociteitstelling voor netwerken bewezen worden. Verder kan worden aangetoond dat, als gegeven, willekeurig veranderende spanningen worden gelegd aan een $2n$-pool die in rust verkeert, het verschil tussen de electrische en de magnetische energie op ieder ogenblik alleen afhangt van de admittantiematrix van de $2n$-pool en niet van verdere bijzonderheden van het netwerk.

R 196: A. E. Pannenborg: On the scattering matrix of symmetrical waveguide junctions, III (Philips Res. Rep. **7**, 270-302, 1952, No. 4).

Vervolg van **R 188** en **R 190**. De algemene theorie voor golfpijpcircuits met vier uitgangen en tweevoudige vlakke symmetrie, die werd afgeleid in **R 190**, wordt gebruikt voor de beschrijving van het gedrag van richtingskoppelingen. Vervolgens worden twee meetinstrumenten besproken, nl. een verzwakker en een instelbare transformator, die beide als centraal element een richtingskoppeling bevatten. Ten slotte wordt aandacht geschonken aan het gedrag van koppelsleuven in de gemeenschappelijke wand tussen twee golfpijpen voor frequenties rond de resonantiefrequentie van de sleuf. Zie ook **R 181**.

R 197: A. H. Boerdijk: Some remarks concerning close-packing of equal spheres (Philips Res. Rep. **7**, 303-313, 1952, No. 4).

Voor de berekening van de gemiddelde dichtheid in afgegrensde delen van een configuratie van bollen van gelijke diameter worden drie criteria ontwikkeld. Er worden configuraties beschreven die in bepaalde gebieden een dichtheid hebben welke die van de dichtste bolstapeling overschrijdt. Deze gebieden kunnen zelfs oneindig uitgebreid zijn. Verder wordt bewezen dat maximaal twaalf bollen tegelijk één bol (de dertiende) kunnen raken. Een vermoeden van Fejes betreffende een veertiende aan deze configuratie toe te voegen bol blijkt onjuist te zijn. Zie ook **R 198.**

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!